

Phasenkorrelation von Schalldruck und Sonolumineszenz

VON WOLF-UDO WAGNER

Mit 20 Textabbildungen

(Eingegangen am 24. Juli 1958)

1. Problemstellung

Seit der Entdeckung der Lumineszenz gewisser Flüssigkeiten bei kräftiger Beschallung durch H. FRENKEL und H. SCHULTES 1935 [1] wurde in einer Reihe von Arbeiten [2] bis [14] die Abhängigkeit dieser Erscheinung von Schalldruck, statischem Druck, Temperatur und Zusammensetzung der Flüssigkeit untersucht. PRUDHOMME und BUSO konnten ultraleuchte Strahlung nachweisen, GÜNTHER u. Mitarb. die spektrale Verteilung bestimmen und eine Periodizität mit der Schallfrequenz zeigen. Zur Deutung der gewonnenen Ergebnisse hat man vier Arbeitshypothesen für die Entstehung dieses Leuchtens vorgeschlagen:

(A) Gasentladungen im Inneren der sich gerade auflösenden Kavitationsbläschen;

(B) adiabatische Erhitzung bis zum hellen Glühen des komprimierten Gasrestes im Innern der gerade zusammenfallenden Bläschen („hot spot theory“);

(C) Lumineszenz als Folge chemischer Umsetzungen;

(D) ein der Tribolumineszenz in Festkörpern entsprechendes Aufleuchten beim Zerreißen der Flüssigkeit.

Im wesentlichen wird erörtert, ob (A) oder (B) richtig ist. Für (D) sprechen nur wenige Argumente und (C) scheint nur sinnvoll, wenn der Flüssigkeit besondere Chemikalien zugegeben werden.

Gelingt es festzustellen, in welchem Bewegungszustand der Blase das Licht emittiert wird, so läßt sich entscheiden, ob (B) oder (A) bzw. (D) gilt. In dieser Arbeit werden ein hierzu geeignetes Verfahren mit seinen Ergebnissen, sowie einige weitere Beobachtungen mitgeteilt.

2. Die Methode der „Phasenzuordnung“

Bei Beginn dieser Arbeit waren die inzwischen von GÜNTHER et al. [14] und die hier gefundenen optisch intensiv leuchtenden Flüssigkeiten (mit Krypton oder Xenon gesättigtes Wasser bzw. Glykol bei Überdruck) noch nicht bekannt. Versuche mit Einzelbläschen erschienen aussichtslos. Durch Verwendung des stehenden Schallfeldes kann man aber erreichen, daß sich sehr viele Bläschen in demselben Bewegungszustand befinden. Glücklicherweise werden sie durch die Art Bjerknes-Kraft dabei sortiert (BLAKE [15]): Diejenigen, die kleiner als Resonanzdurchmesser [16] sind, sammeln sich in den Druckbäuchen, alle größeren dagegen in den Druckknoten. Nur die erstgenannten, die bei Überdruck komprimiert und bei Unterdruck expandiert werden, führen heftige Bewegungen aus

(NOLTINGK und NEPPIRAS [17], [18]), man erwartet daher die Lumineszenz in den Druckbäuchen lokalisiert, wie es dann von GÜNTHER et al. bestätigt wurde.

Dies begründet die Meßmethode nach Abb. 1: Die leuchtenden Ebenen maximalen Druckes des stehenden ebenen Schallfeldes S werden mit der Optik L auf einen Photomultiplier PM abgebildet, wo sie bei genügender Tiefenschärfe und nicht zu ungünstiger Perspektive ein System paralleler Striche als Bild erzeugen. Mit der Gitterblende G wird das Bild jeder zweiten Ebene ausgeblendet, so daß das vom Multiplier empfangene Licht nur zu Orten gehört, an denen der Schalldruck und damit die erzwungenen

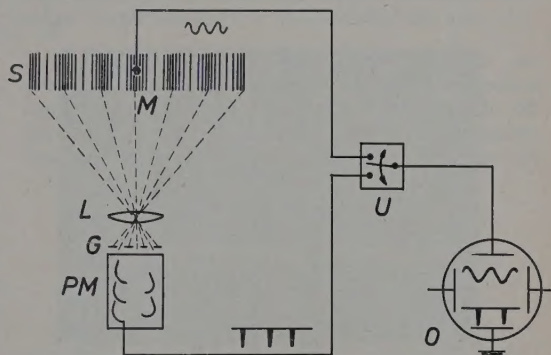


Abb. 1. Das Prinzip der Phasenkorrelation

Blasenschwingungen dieselbe Phase haben. Gleichzeitig wird mit einem Mikrophon M der zeitliche Verlauf des Druckes gemessen, wobei das Mikrophon in einer von den Ebenen positioniert wird, deren Lumineszenz die Blende G durchläßt. Die Spannungen von Mikrophon und Multiplier werden gleichzeitig oszillografiert (indem ein Umschalter U in schneller Folge abwechselnd die eine bzw. die andere Spannung an den Oszillographeneingang legt). So addiert sich bei genau definierten Phasenverhältnissen das Licht vieler Elementarprozesse.

3. Die Apparatur

3.1. Allgemeines

Die Apparatur ist in zwei Räumen aufgebaut: in einem verdunkelten Raum steht die Küvette mit der optischen Anordnung und dem Multiplier, in einem anderen hellen Raum befinden sich außer dem Hochfrequenzsender und dem Oszillographen alle zur Regelung und Anzeige von Schalldruck, statischem Druck und Temperatur erforderlichen Geräte. Abb. 4,

Abschnitt 4.1, gestattet einen Blick in das Innere der gasdicht für Überdruck gebauten Küvette: zwischen Bariumtitanat-Dickenschwinger links und schallhartem $\lambda/4$ -Reflektor aus Messing rechts, vor dem sich das ebene Schallfeld ausbildet, sieht man das unten weiß lackierte Mikrophon. Die in Ebenen angeordneten Kupferrohre oben und unten dienen zur Einstellung der Temperatur in der Küvette (5 bis 50° C); unten bemerkt man einen der vier Temperaturmeßfühler. Das Mikrophon kann vermittels einer magnetisch angetriebenen Spindel in Richtung der Schallfeldachse verschoben werden, ebenso die Gitterblende *G* (Abb. 1)

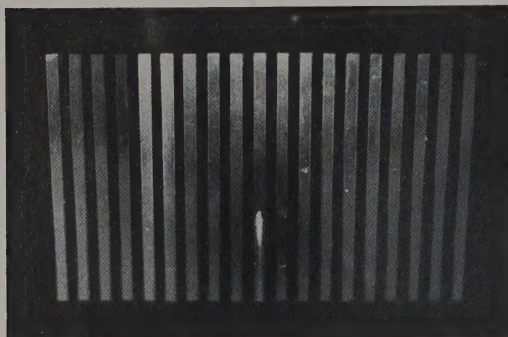


Abb. 2. Blende mit Abbild des Mikrophones

vor dem von dem Projektionsobjektiv (1:1,5) *L* entworfenen Bild der Lumineszenz durch einen Motor. Die direkt hinter Mikrophon bzw. Multiplier angeordneten Kathodenfolien sind so dimensioniert, daß die von Mikrophon bzw. Multiplier gelieferten Span-

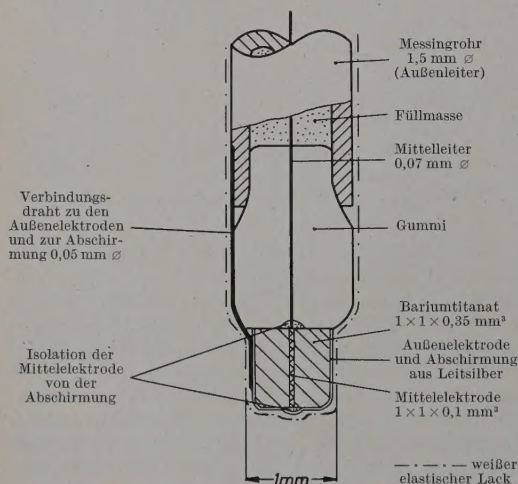


Abb. 3. Längsschnitt durch das Mikrophon

nungen ohne Phasendrehungen und bis zu einigen MHz als oberer Frequenzgrenze unverzerrt an den Eingang des Oszillographen gelangen, eine Forderung, die auch für den in die Mikrophonleitung eingefügten Abschwächer und den bei 50 Hz betriebenen mechanischen Umschalter erfüllt ist. Die Phasendrehung ist für die Betriebsfrequenz auf beiden Leitungen kleiner als 1,5°. Die Horizontalablenkung des Oszillographen (1 Hz ... 4 MHz) wird durch den Sender

fremdsynchronisiert. Der bei 260 kHz arbeitende Sender regt den Bariumtitanatschallgeber (7,5 Durchmesser) mit seiner ersten Dickenschwingung in Resonanz an. Die maximal abgestrahlte Schalleistung ist etwa 3 W/cm².

3.2. Die Blende und das Mikrophon

Die parallelen lumineszierenden Ebenen vor dem Reflektor (Abb. 4) sind gemäß der halben Schwingenlänge in Wasser 0,28 cm voneinander entfernt und werden durch die Optik verkleinert auf die Phosphorkathode des DuMont-Multipliers K 1346 abgebildet. Von diesem System eng benachbarter paralleler Linien soll die Blende jeden zweiten abdecken. Sie wurde auf photographischem Wege genau nach dem von der Optik entworfenen Bild der Lumineszenz hergestellt. Abb. 2 zeigt die Blende nach dem Einsetzen in die Apparatur, so daß man auch das von der Optik gleichzeitig auf sie entworfenen Bild des Mikrophons sieht.

Das Mikrophon soll den Augenblickswert des Schalldruckes in einer Halbwelle mit richtigem Vorzeichen und bekannter Phase wiedergeben. Deshalb wurde als reiner Druckempfänger ein kleines Bariumtitanat-Mikrophon entwickelt, dessen (Leerlauf-) Spannung dem Schalldruck proportional ist. Abb. 3 zeigt es im Schnitt. Die auf die Mittelelektrode fest angeklebten Bariumtitanatplättchen wurden während der Abkühlung unter den oberen Curiepunkt bei 900 V Gleichspannung vorpolarisiert, wobei der positive Pol an der Mittelelektrode, der negative an den Platten lag. Der piezoelektrische Wandler ist nur 1 mm³ groß und durch ein Zwischenstück aus weichem Gummi von der Messingrohr-Halterung akustisch entkoppelt. Seine Kapazität beträgt 78 pF, die der Zuleitung 12 pF.

Bei der geschilderten Vorpolarisierung entsteht bei Überdruck eine positive, bei Unterdruck eine negative Spannung an der Mittelelektrode (bei erdeter Außenelektrode). Diese für die vorliegende Fragestellung grundlegende Aussage wurde mit 5 verschiedenen Verfahren nachgeprüft. Auf Grund der bekannten Konstanten von Bariumtitanatkeramik und der gegebenen Polarisierung [19], [20] läßt sie sich am ehesten theoretisch begründen. Die vier anderen Verfahren waren experimentell:

Ein leichter Hammerschlag auf das in Gummi eingebettete Mikrophon gibt ein Oszillogramm mit positivem Spannungsanstieg am Anfang. — Läßt man es in ein evakuiertes Gefäß ganz plötzlich Luft einströmen, so ergibt sich ebenfalls ein positiver Spannungsanstieg am Mitteleiter des eingebauten Mikrophones. — Auch der Druckstoß, den man am unteren Ende einer langen mit Quecksilber gefüllten Röhre erhält, wenn man sie kurzzeitig kräftig nach oben beschleunigt, wird mit dem geforderten Vorzeichen angezeigt. — Schließlich wird ein derartiges Mikrophon auch im Rahmen einer anderen Arbeit zur Untersuchung periodischer Stoßwellen in Luft benutzt. Der sägezahnartige Zeitverlauf des Druckes wird auch hier mit dem oben genannten Vorzeichen der Mikrophonspannung angezeigt.

In allen nachfolgenden Oszillogrammen des Druckverlaufes ergibt also Überdruck eine Auslenkung nach oben, Unterdruck eine solche nach unten.

4. Ergebnisse

4.1. Das Beispiel einer Messung

In diesem Abschnitt soll gezeigt werden, wie man Phasenzuordnung vornimmt. Günstige Verhältnisse bekommt man durch die Beschallung mit einer hohen Intensität von ziemlich kaltem Wasser mit Krypton statt Luft gesättigtem Wasser [14]. Wie Abb. 4 zeigt, bildet sich dann vor dem Reflektor ein schönes System stehender Schallwellen aus.

Abb. 4 wurde — wie alle folgenden Aufnahmen dieser Art — durch eine Zeitbelichtung der Sonolumineszenz gewonnen, an deren Ende mit einer Lampe die Küvette ganz kurz beleuchtet wurde, so daß auf ihr nun der genaue Ort der Leuchtquelle, sowie die Stellung des Mikrophones feststellbar ist. Wie man sieht, tritt die erste lumineszierende Ebene im Abstand $\lambda/2$ (0,28 cm) vor dem schallharten Reflektor auf. Die Lumineszenz tritt also erwartungsgemäß in den Druckbauteilen auf [14].

Bei allen Aufnahmen ist P die Schalldruckamplitude in kp/cm^2 (at), Q der statische Überdruck in der Flüssigkeit in kp/cm^2 (atü), t die Temperatur in $^{\circ}\text{C}$. P wurde aus dem zugehörigen Oszillogramm des Schalldruckes (Abb. 5) entnommen, bei der die Mikrophonempfindlichkeit aus den Konten des Bariumtitanates berechnet wurde. Die Belichtungszeit war 10 min bei Blende 4 auf Ilford S-Film, entwickelt in Neofin rot zu einem $\gamma = 0,6$. Während dieser Zeitbelichtung im verdunkelten Raum führt man vom Nachbarraum aus die Phasenzuordnung durch. Das Mikrophon wird solange verschoben, bis das Oszillogramm ein Maximum der Schalldruckamplitude anzeigt. Ebenso stellt man sich Verschieben der Blende die Anzeige des Multiplikators auf ein Maximum ein. So entstand Abb. 5. Am letzten Teil der Messung beleuchtet man das Mikrophon mit einer Lampe und betrachtet sein Bild durch die Blende. Zu Abb. 5 gehört eine Mikrophonlage nach Abb. 2, d.h. das Bild des Mikrophones fällt durch einen Schlitz der Blende zusammen: der Schalldruck wurde an der Stelle gemessen, von der (und von phasenmäßig korrespondierenden Stellen) auch das Licht empfangen wurde. Damit entnehmen wir aus Abb. 5, daß die Lumineszenz im Augenblick des ersten Unterdruckes erfolgt und sehr kurzzeitig ist. Die dicke Grundlinie des Multiplikeroszillogrammes zeigt das Dunkelrauschen des auf höchste Empfindlichkeit eingestellten Multipliers. Infolge der für die Sonolumineszenz nötigen Kavitation ist die Schalldruckkurve etwas von der Sinusform abweichend und eben- und verbreitert. Dem sinusförmigen Primärschall lagert sich der von den pulsierenden Bläschen kommende Sekundärschall, was je nach der Konzentration der das Mikrophon umgebenden Bläschen zu einer etwas anderen Verzerrung der Sinuskurve ergibt, während die statistischen Schwankungen dieser Sekundärprozesse die Gesamtkurve etwas verbreitern. Mittellinie im Schalldruckoszillogramm wird in einem kurzen Augenblick gezeichnet, in dem die Zunge des mechanischen Umschalters von einem Kontakt zum anderen überwechselt, ist also bedeutungslos.) Wird das Mikrophon (oder die Blende) um $\lambda/2$ verschoben, so dreht sich

die obere Kurve von Abb. 5 um (bzw. die Zacken treten gerade an den Zwischenlagen auf). Dann fällt aber auch das Bild des Mikrophones auf einen Balken der Blende, und die Messung enthält einen Phasenfehler von 180° .

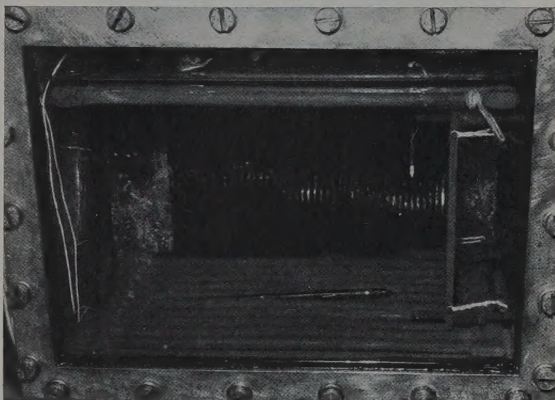


Abb. 4. Lumineszenz in der Küvette. $P = 1,1$ at; $Q = 0$ atü; $t = 5^{\circ}\text{C}$; Blende 4; 10 min

Abb. 6 ist unter besonders günstigen Umständen entstanden. Bei leichtem statischem Überdruck und vorher kaum beschalltem Wasser war die erst ein-

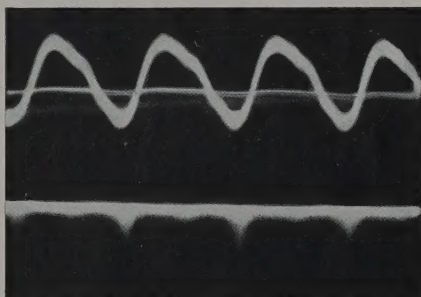


Abb. 5. Oszillogramm des gleichzeitigen Verlaufes von Schalldruck (oben) und Lichtintensität (unten). $P = 1,1$ at; $Q = 0$ atü; $t = 5^{\circ}\text{C}$

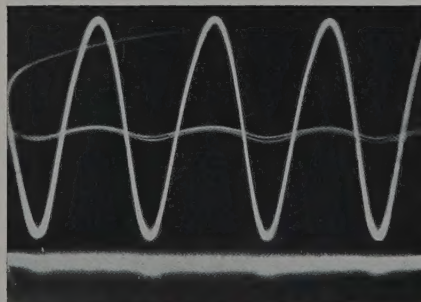


Abb. 6. $P = 3,0$ at; $Q = 0,5$ atü; $t = 12^{\circ}\text{C}$

setzende Kavitation gerade hinreichend um ein schwaches Leuchten zu erzeugen, aber in der Nähe des Mikrophones so schwach, daß nur der durch sie noch nicht veränderte Primärschall empfangen wird.

4.2. Breite und Phasenlage der Lichtimpulse

Je nach Einstellung der äußeren Parameter (Schalldruck, statischer Druck, Temperatur) und je nach der

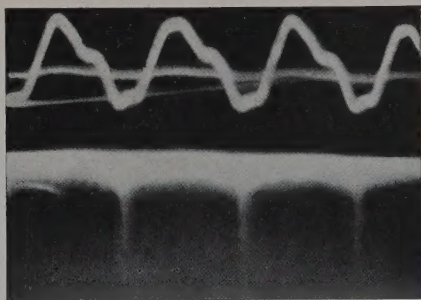
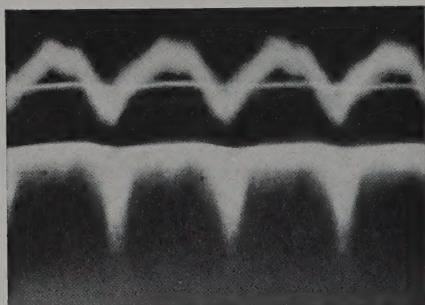
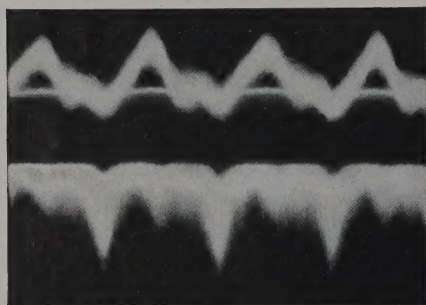
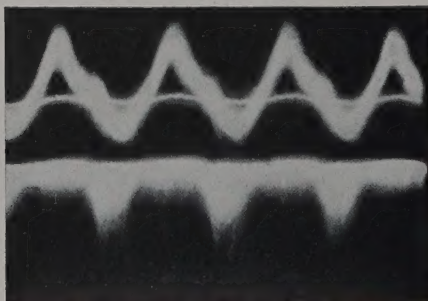
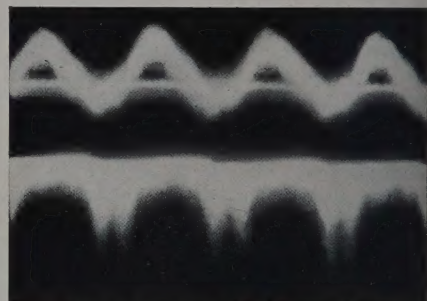
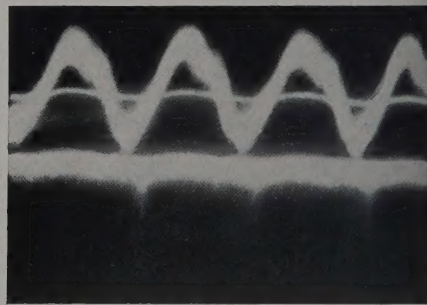
Abb. 7. $P = 0,9$ at; $Q = 0,6$ atü; $t = 5^\circ \text{C}$ Abb. 8. $P = 1,5$ at; $Q = 0,5$ atü; $t = 15^\circ \text{C}$ Abb. 9. $P = 2,2$ at; $Q = 0,6$ atü; $t = 6^\circ \text{C}$ Abb. 10. $P = 1,7$ at; $Q = 0,8$ atü; $t = 15^\circ \text{C}$ Abb. 11. $P = 2,3$ at; $Q = 0,9$ atü; $t = 5^\circ \text{C}$ Abb. 12. $P = 2,4$ at; $Q = 1,8$ atü; $t = 15^\circ \text{C}$ Abb. 13. $P = 2,4$ at; $Q = 1,8$ atü; $t = 15^\circ \text{C}$

Abb. 7—13. Typische Oscillogramme

Vorgeschichte des benutzten (mit Krypton bei 0 atü gesättigten) Wassers, erhält man etwas andere Oscillogramme. Außer Abb. 5 geben die Abb. 7 bis 13 typische Beispiele.

Die Abb. 7, 8 und 9 zeigen in dieser Reihenfolge den Übergang von den schmalsten zu den breitesten Lichtimpulsen; 9, 10 und 11 die Ausbildung von

Doppelimpulsen; 12 und 13 Extremwerte der Phasen- bzw. -voreilung der Lichtblitze. Weil bei verschiedenen Aufnahmen die Oscillographeneingangs-empfindlichkeit geändert wurde, ist die untere Grenzlinie des Multipliertunkelrauschens mehr oder weniger breit. Nur in den Abb. 9 und 11 ist auch noch eine Lumineszenz zwischen den starken Impulsen vorhanden.

In Abb. 11 müssen beide Zacken nicht gleich sein, manchmal ist die erste, manchmal die zweite stärker ausgeprägt, in seltenen Fällen tritt noch eine dritte hinzu (wie z.B. in Abb. 9 ganz dicht hinter dem kräftigsten Impuls ein schwächerer dritter ge-

noch erkennbar ist). Wie man aus Abb. 10 und 11 sieht, ändert sich auch ihr Abstand. Solche statischen Schwankungen können oft bei denselben Parametern eintreten, beispielsweise bei Aufnahmen, in kurzen Zeitabständen von Sekunden oder Minuten aufeinanderfolgen. So sind auch die Abb. 12 und 13 kurz nacheinander aufgenommen worden — ob-

irgendwelche Änderung der Parameter. Oszillogramme wie Abb. 7, 12 und 13 sind nur „kurzlebig“, sie erscheinen nämlich für Sekunden oder noch kürzer auf dem Schirm, verschwinden dann, um sich nach einiger Zeit wieder in dieser oder ähnlicher Form zu zeigen. Sie wechselte nicht nur Abb. 12 mit Abb. 13 ab,

Temperaturerhöhung in einer Verbreiterung. Ferner zeigt sich, daß im statistischen Mittelwert der Impuls gerade im Augenblick des Druckminimums oder ganz kurz danach ausgesandt wird. Bei großen Schalldrucken treten am häufigsten Vor- oder Nacheilungen gegenüber dieser Phasenlage auf, bei kleinen sind sie

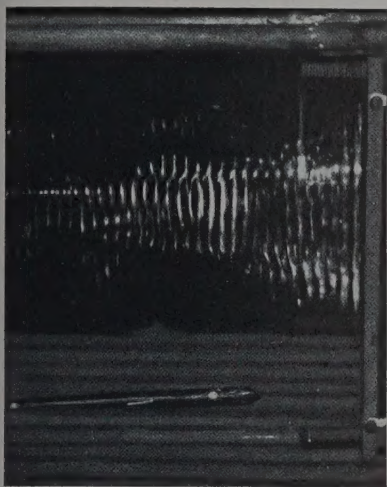


Abb. 14. $P = 2,4$ at; $Q = 0$ atü; $t = 5^\circ \text{C}$; Blende 8; 15 min

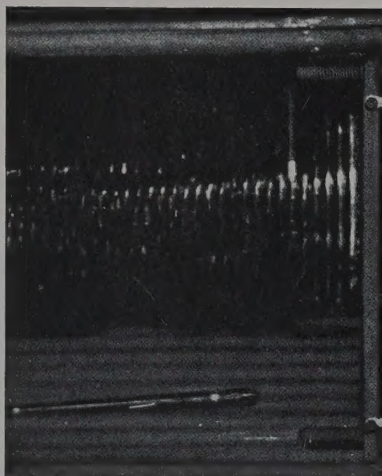


Abb. 16. $P = 1,7$; $Q = 0,9$ atü; $t = 15^\circ \text{C}$; Blende 5,6; 15 min

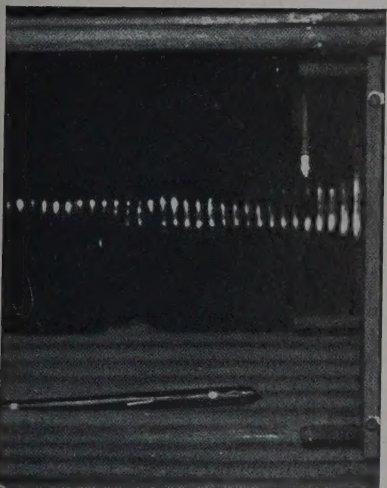


Abb. 15. $P = 0,9$ at; $Q = 0,6$ atü; $t = 15^\circ \text{C}$; Blende 4; 15 min

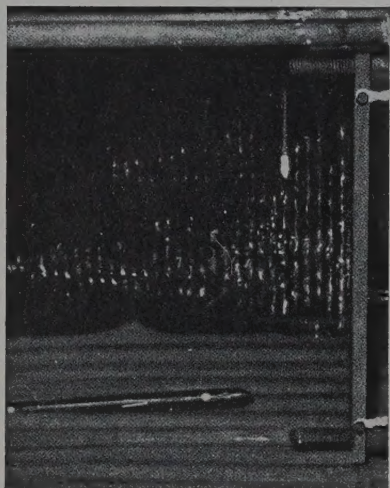


Abb. 17. $P = 2,4$ at; $Q = 1,8$ atü; $t = 15^\circ \text{C}$; Blende 5,6; 20 min

Abb. 14—17. Typische Helligkeitsverteilungen

ndern es traten auch alle phasenmäßig dazwischenliegenden Oszillogramme irgendwann auf.

Wegen solcher statistischen Schwankungen und wegen der schwer erfassbaren Änderungen weiterer Parameter (wie z.B. Gasgehalt der Flüssigkeit; Zahl, Größe und Verteilung der Kavitationsblasen) kann man den Einfluß von Schalldruck, statischem Druck und Temperatur nicht aus Einzelaufnahmen entnehmen. Es ließ sich jedoch auf Grund von rund 500artigen Oszillogrammen eine qualitative Statistik machen. Aus ihr ergibt sich eindeutig, daß eine Erhöhung des Schalldruckes die Impulse verbreitert, während eine Erhöhung des statischen Druckes sie einschränkt. Wahrscheinlich äußert sich auch eine

selten. Bemerkenswert ist, daß Doppelimpulse vorwiegend bei tiefer Temperatur auftreten; bei höherer Temperatur nur dann, wenn auch der statische Druck erhöht wird. Sie können aber schon bei mittleren Schalldrucken erscheinen.

Dieses Verhalten der Impulse läßt sich leichter verstehen, wenn man die zugehörige räumliche Verteilung der Lumineszenz in der Küvette betrachtet: Abb. 14 bis 17.

Der Vergleich von Abb. 4 mit Abb. 14 zeigt, wie sich mit zunehmendem Schalldruck die Lumineszenz mehr in der Küvette ausweitet und gleichzeitig intensiver wird (man beachte die verschiedenen Belichtungszeiten). In Abb. 14 bemerkt man aber auch

ganz deutlich, daß selbst in der Nähe des Reflektors statt sauber getrennten Ebenen Verwaschungen, Versetzungen um $\lambda/4$ und andere Arten von „Unordnung“ erscheinen.

Die Erhöhung des statischen Druckes wirkt erwartungsgemäß dieser mit dem Schalldruck zunehmenden Unordnung gerade entgegen. Bei relativ kleinem Schalldruck und mäßigem statischem Überdruck tritt ein besonders ungestörtes System leuchtender Ebenen auf (Abb. 15). Diesen gegensinnigen Einfluß beider Drucke zeigen auch die Abbn. 16 und 17. Wie sich an Hand weiterer Aufnahmen zeigen ließe, bewirkt eine Temperaturverminderung ebenfalls eine Erhöhung der Ordnung (und der Intensität) der Leuchterscheinung. Bei niedrigerer Temperatur

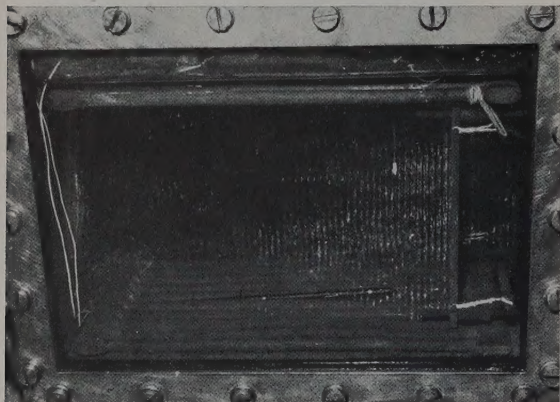


Abb. 18. Verlagerung des Leuchtens zum Rand bei Gasuntersättigung. $P = 2,3$ at; $Q = 0,9$ atü; $t = 15^\circ \text{C}$; Blende 8; 45 min

setzt das Leuchten auch schon bei kleineren Schallintensitäten ein.

Für den Schalldruck scheint es in Bezug auf die Lumineszenz einen optimalen Wert zu geben. So bemerkt man in Abb. 14 (und Abb. 16), daß an den Randgebieten des Schallfeldes die Lumineszenz intensiver ist als in den Gebieten größten Schalldruckes der Mitte. Bei insgesamt kleinerem Schalldruck (Abb. 15) tritt das Leuchten dagegen gerade in der Mitte auf. Eine Erhöhung des statischen Druckes erhöht verständlicherweise diesen optimalen Schalldruck.

Die eben geschilderten Tatsachen werden durch die subjektive Beobachtung der Lumineszenz in der Küvette ergänzt. Man gewinnt dabei Eindrücke über den „Bewegungszustand“ des Leuchtens. Bei höherer Temperatur, nicht zu großem Schalldruck und ohne Überdruck ist die Lumineszenz „flackernd“, sie leuchtet einmal hier, einmal dort auf; Lichtbündel huschen durch die Küvette vom Schallgeber zum Reflektor. Wird der Schalldruck erhöht, so läßt dieses Flackern etwas nach. Eine nähere Beobachtung der einzelnen leuchtenden Punkte erweist aber noch immer eine heftige Unruhe, ein schnelles Aufleuchten und Erlöschen, die Lichtpunkte scheinen hin und her und auf und ab zu tanzen.

Sobald man nun Überdruck auf das Wasser gibt, beginnt das intensiver werdende Leuchten „einzufrieren“, d.h. das Aufleuchten und Erlöschen wird immer langsamer, das Zappeln der Lichtpunkte beruhigt sich. Bei relativ hohem Gleichdruck stehen

die Lichtpunkte völlig ortsfest. Erhöht man statischen Druck noch mehr, so wird es in der Küvette wieder dunkel, und nur einzelne Punkte leuchten langsam auf und erlöschen wieder (Dauer: einige Sekunden), unbewegt an ihrem Ort verharrend („lebige“ Oszillogramme). Deshalb ist Abb. 19 „punktwise“ entstanden: immer nur einige Punkte leuchten sehr hell auf, nach einiger Zeit waren es andere und so fügte sich in den 30 min Belichtungsdauer Bild des einen Punktes zum Bild des nächsten auf Film. Erst auf der fertigen Photographie erkennt man dann, daß diese Punkte in Ebenen angeordnet waren. — Einen ähnlichen, aber viel schwächeren Eindruck des „Einfrierens“ der Lumineszenz gewinnt man bei Temperaturerniedrigung.

Aus der Ähnlichkeit des in den Oszillogrammen erfaßten zeitlich-mikroskopischen Verhaltens mit dem zeitlich und räumlich makroskopischen Aussehen des Lumineszenzfeldes lassen sich nähere Aussagen über Breite und Phasenlage der Lichtimpulse gewinnen. So kann man eine genaue Stimmung der Phase nur in „wohlgeordneten“ Schallfeldern erwarten, d.h. bei Oszillogrammen, die beispielsweise zu Helligkeitsverteilungen gemäß Abb. 4 oder Abb. 15 zuzurechnen sind. Abb. 4 gehört das Oszillogramm der Abb. 5, das zu Abb. 15 aufgenommene Oszillogramm (bis auf etwas längere und schwächere Impulse genau denselben Verlauf. Die Lichtaussendung erfolgt also ganz kurz nach dem Zeitpunkt minimalen Druckes (etwa $1/10$ Periodendauer später). Wird dagegen Licht von Punkten ausgesandt, die weit außerhalb der Mitte des Schallfeldes vor oder nachheilen, da das Schallfeld am Rand dieser Punkte gegenüber dem vom Mikrophon erfaßten entsprechenden Phasenverwerfungen hat (Aufleuchten der Randpunkte der Abb. 17 mit den Oszillogrammen Abb. 12 und 13, die ja ausgesucht extreme Phasenverschiebungen zeigen).

Die Lumineszenzfelder mit wenig Unordnung und geringer Bewegung der Lichtpunkte liefern auch sehr schmale Impulse. Zu Abb. 7 gehört ein ziemlich „eingefrorenes“ Bild wie in Abb. 15 (da Abb. 7 bei 5°C , Abb. 15 bei 15°C aufgenommen wurde). Die Impulse, die von Blenden mit nur 1 Schlitz durchgelassen werden, sind ebenfalls schmaler. Man kann deshalb die breiten Impulse als eine statistische Überlagerung vieler schmaler auffassen, d.h. die Lichtaussendung von einem einzelnen Leuchtpunkt erfolgt nach Abb. 7 in weniger als $1/10$ Periodendauer und damit kürzer als $4 \cdot 10^{-7}$ sec. Das Auftreten von Doppelpulsen kann ein echter Effekt sein, da sie erscheinen auch bei Verhältnissen mit relativ geringen statistischen Schwankungen.

4.3. Gasgehalt des Wassers. Einsatz der Lumineszenz

Alle Versuche zeigen einen großen Einfluß des jeweiligen Gasgehaltes des Wassers, wobei es sowohl auf das gelöste, als auch auf das in Form von Bläschen gesammelte Gas ankommt.

Bekannt ist, daß die Lumineszenz nur bei Anwesenheit von Kavitationsbläschen und bei Kavitation auftritt. Folgende Versuche seien aber noch erwähnt. Schaltet man nach Erreichung einer stationären Helligkeitsverteilung in der Küvette (mittlerer Sch

druck, kein statischer Überdruck, niedrige Temperatur) den Schall ab und nach einer Pause von etwa 20 sec wieder mit dem alten Wert ein, so leuchten zunächst nur wenige Punkte auf, die fast alle in den äußeren Randgebieten des Schallstrahles liegen. Erst nach rund 10 sec ist die Helligkeitsverteilung von außen nach innen sich ausbreitend wieder wie vorher und stationär.

Ein solches bevorzugtes Leuchten der Randgebiete des Schallfeldes läßt sich jedoch auch durch Unter-
sättigung des Wassers an gelöstem Gas erzeugen: Setzt man auf bei Normaldruck mit Krypton gesättigtes Wasser bei großer Schallintensität etwa 1 atü Überdruck, so entsteht die Helligkeitsverteilung von Abb. 18. Ihre räumliche Betrachtung zeigt, daß das Leuchten fast nur in den Außenbezirken, bei den Küvettenwandungen lokalisiert ist, während in der Mitte des Schallstrahles nur ab und zu ein Pünktchen aufleuchtet. (Auch die rechts vom Reflektor sichtbare Lumineszenz befindet sich bei der Küvetten-
vorderwand, wo ein etwa 1 cm breiter Streifen vom Reflektor nicht abgedeckt wird.) Läßt man aber das Wasser einige Tage unter 1 atü Überdruck stehen, wodurch es für diesen statischen Druck mit Krypton gesättigt ist, so ergibt eine erneute Beschallung bei denselben Parameterwerten eine Helligkeitsverteilung etwa wie in Abb. 16. Das bevorzugte Leuchten der Randgebiete war bei diesem Versuch also eine Folge der Gasuntersättigung.

Die Randgebiete leuchten, weil dort der Schalldruck nicht zu groß ist. Wird nämlich bei derart gasuntersättigtem Wasser der Schalldruck insgesamt erniedrigt, so wandert die Lumineszenz wieder zur Mitte hin. Die Gasuntersättigung erniedrigt somit den optimalen Schalldruck.

Dies wird weiter bestätigt durch die Beobachtung, daß bei der Beschallung von teilweise entgastem Wasser auch schon bei Normaldruck die Lumineszenz bei größerem Schalldruck in die Randgebiete abwandert. Die subjektive Beobachtung zeigt wie das Leuchten bei derart gasuntersättigtem Wasser stets einen besonders „eingefrorenen“ Eindruck macht, also mit sehr wenig Bewegung und ohne Zappeln der Lichtpunkte erfolgt. Die Kavitation ist schwächer als in normalgesättigtem Wasser.

Schon in Abschnitt 4.2 wurde darauf hingewiesen, daß auch bei normalgesättigtem Wasser der Schalldruck nicht zu groß sein darf. Deshalb wurden Versuche mit fokussierenden Schallstrahlern angestellt, die zeigen, wie bei größeren Schallintensitäten das Leuchten im Brennpunkt schwächer wird und mehr in die dem Brennpunkt benachbarten Zonen mit geringerem Schalldruck abwandert.

Die Beschallung gasübersättigten Wassers ergibt einen neuen Effekt eine Aufspaltung der leuchtenden Ebenen, die Abb. 19 wiedergibt. Die Aufnahme entstand ohne statischen Überdruck und bei kleinem Schalldruck mit Wasser, das vorher stundenlang unter Krypton-Überdruck beschallt worden war. Die subjektive Beobachtung erwies eine ganz besonders heftige flimmernde Unruhe des relativ hellen Leuchtens¹. Das zugehörige Oszillogramm zeigte keine Besonderheiten.

¹ Vermutungsweise liegt es deshalb nahe, die beiden älteren der aufgespaltenen Ebenen als die Umkehrpunkte ihrer heftigen Hin- und Herbewegung leuchtender Bläschen aufzufassen, zumal da die Aufspaltung am Rande des Schall-

Bemerkenswert ist noch folgender Versuch zum Lumineszenzeinsatz: Während das Wasser ständig beschallt wird, erhöht man den statischen Druck bis die Lumineszenz gerade erlischt (etwa 2 atü). Wird nun leicht an die Küvettenwand geklopft, so leuchten für Bruchteile von Sekunden eine große Zahl von Punkten in der Küvette auf. Ein erneutes Klopfen verursacht ein erneutes Aufleuchten.

4.4. Einige Ergebnisse mit anderen Flüssigkeiten

Alle bisher geschilderten Versuche wurden mit Wasser durchgeführt, in dem Krypton gelöst war. Die Intensität des Leuchtens in luftgesättigtem Wasser

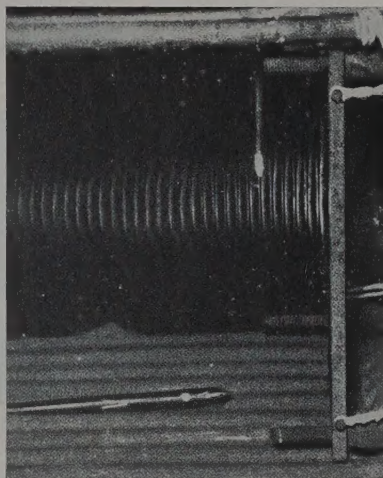


Abb. 19. Aufspaltung der leuchtenden Ebenen bei Gasübersättigung. $P = 0,9$ at; $Q = 0$ atü; $t = 15^\circ \text{C}$; Blende 5,6; 10 min

ist viel geringer. Es lassen sich gerade noch Oszillogramme gewinnen, die außer der Kleinheit der Impulse keinen Unterschied gegenüber den mit kryptonhaltigem Wasser gewonnenen zeigen. Auch das übrige Verhalten der Lumineszenz entspricht dem in Krypton-Wasser.

Als Beispiel einer nichtwäßrigen Flüssigkeit wurde Äthylenglykol $\text{C}_2\text{H}_4(\text{OH})_2$ beschallt². Bei den in der Apparatur verfügbaren Schallintensitäten konnte das Glykol erst bei erhöhtem statischem Druck zum Leuchten gebracht werden. Die Leuchtintensität nimmt mit steigendem Gleichdruck schnell zu. Bei $Q = 2,5 \dots 3$ atü sieht die Lumineszenz mit $P = 1,3$ at etwa wie auf Abb. 15 aus, bei etwa gleich großer Leuchtintensität wie in Abb. 15 mit kryptonhaltigem Wasser. Eine weitere Steigerung der Helligkeit läßt sich erzielen, wenn man das Glykol entgast und danach mit Krypton (bei 0 atü) sättigt. Diese Lösung luminesziert bei $Q = 3$ atü statischem Überdruck und dem höchsten erreichbaren Schalldruck von $P = 1,4$ at mit etwa 3facher Helligkeit gegenüber Krypton-Wasser unter günstigsten Bedingungen. Das mit einer 1-Schlitz-Blende hergestellte Oszillogramm (Abb. 20), dem die Helligkeitsverteilung von Abb. 15 entspricht, zeigt einen der Lumineszenz von Wasser

strahles größer wird, wo die auf die Mittellage rücktreibenden Bjerknes-Kräfte geringer sind.

² Für einen Hinweis auf diese Flüssigkeit sei Mr. P. JARMAN, London, gedankt.

entsprechenden Leuchtmechanismus. Bei der Aufnahme von Abb. 20 wurde das Licht von genau der stehenden Halbwellen abgenommen, in der sich das Mikrophon befand.

Es traten oft Doppelimpulse auf, bei denen der erste Impuls breit und von mittlerer Ordinatenlänge war, während der zweite, sehr schmal und von ungewöhnlich großer Ordinatenlänge, sich nur schwach auf dem Oszillogramm abzeichnete. Der zweite Impuls bedeutete also ein selten erfolgendes Aufblitzen sehr hoher Lichtintensität von kurzer Dauer mit genau fixierter Phasenlage.

Auf das analoge Verhalten von Sonolumineszenz und ultraschallchemischen Prozessen wurde schon mehrfach aufmerksam gemacht [21]. Folgende Experimente erweisen dies erneut: Beschallt man lufthaltige Luminol-Lösungen¹, so zeigen sie genau dieselben Erscheinungsbilder und Abhängigkeiten von

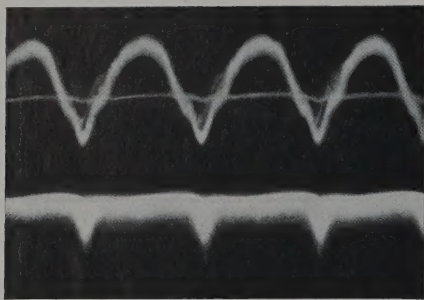


Abb. 20. Oszillogramm für Äthylenglykol. $P = 1,3$ at; $Q = 3,0$ atü; $t = 20^\circ\text{C}$

den Parametern wie die „echte“ Sonolumineszenz reinen lufthaltigen Wassers. Allerdings ist die heftige Bewegungsunruhe, das Zappeln einzelner Lichtpunkte stark vermindert, während die „großräumigen“ Flakkererscheinungen bestehen bleiben. Alle mit der Gasüber- oder -untersättigung verbundenen Effekte, das Auftreten eines optimalen Schalldruckes usw., bleiben erhalten. Bei diesem sehr hellen Leuchten handelt es sich aber um einen chemischen Prozeß. Dies erweist das Oszillogramm, das ein völlig unperiodisches Leuchten konstanter Intensität zeigt gemäß der großen Zeitkonstanten der Luminol-Reaktion.

4.5. Schlußbemerkung

Wie in der vorliegenden Arbeit gezeigt wurde, erfolgt die Aussendung der Lichtimpulse im Zeitpunkt des Schalldruckminimums. Setzen wir nun voraus, daß der Durchmesser der mit der Lumineszenz in Zusammenhang stehenden Blasen kleiner als der Resonanzdurchmesser ist, so ist das Zusammenstürzen der Blasen Hohlräume schon vorbei, wenn der Schalldruck sein Minimum erreicht hat, ganz gleich welche Vorstellungen man sich über die Blasen-schwingungen im einzelnen macht. Die oft angeführte Hypothese (B) von Abschnitt 1, nach der die Lumineszenz bei der adiabatischen Erhitzung des Gases in den zusammenfallenden Blasen erfolgen soll, ist dann widerlegt. Die Voraussetzung des gegenüber dem Resonanzwert kleinen Durchmessers kann aber als erfüllt angesehen

werden, weil die Lumineszenz in den Druckbäuchen und nicht in den Schnellebäuchen auftritt (Bjerknes-Kräfte, Abschnitt 2), und weil außerdem die Kavitation notwendigen großen Amplituden bei gasphasigen Schwingungen nicht denkbar sind [17]. Diese Argumente gelten auch angesichts der Tatsache, daß bei solchen stark anharmonischen Schwingungen ein Resonanzdurchmesser nicht exakt definierbar ist. Bemerkenswert ist, daß kurz nach dem Schalldruckminimum, bei der Lichtemission, die Blasen noch im raschen Anwachsen begriffen sind. Für Flüssigkeiten ohne chemolumineszierende Zusätze erscheint Theorie (C) nicht sinnvoll. Es bleibt bei den hier vorliegenden Versuchsbedingungen noch die Vorstellung der Gasentladungen (A) oder der Tribolumineszenz (D), über die hier nicht entschieden werden kann.

Zusammenfassung

Es wird eine experimentelle Anordnung beschrieben, welche die Zuordnung des bei der Sonolumineszenz auftretenden Lichtes zu einer bestimmten Schalldruckphase erlaubt. Das in den Druckbäuchen stehende Wellen lokalisierte Leuchten erfolgt in weniger $\frac{1}{10}$ Periodendauer ($4 \cdot 10^{-7}$ sec) kurz nach dem Zeitpunkt minimalen Schalldruckes. Die Hypothese „Aufleuchten durch adiabatische Erhitzung in Gasbläschen“ erscheint unwahrscheinlich. Für den Schalldruck existiert ein optimaler Wert, der von der Sättigung der Flüssigkeit stark abhängt. Bei gasübersättigtem Wasser spalten die leuchtenden Ebenen stehender Wellen auf. Sonolumineszenz und Ultraschallchemie sind eng verknüpft. Glykol leuchtet statischem Überdruck sehr intensiv, besonders wenn in ihm Krypton statt Luft gelöst ist.

Herrn Prof. Dr. E. MEYER, der diese Arbeit anregt und in großzügiger Weise gefördert hat, möchte ich ebenso wie Herrn Prof. Dr. K. TAMM, für wertvolle Ratschläge und Diskussionen herzlich danken. Im Laufe der Untersuchung wurden gerne benutzt, welche die Deutsche Forschungsgemeinschaft in dankenswerter Weise bereitgestellt hat.

Literatur: [1] FRENZEL, H., u. H. SCHULTES: Z. phys. Chem., Abt. B **27**, 421 (1935). — [2] CHAMBERS, L. J. Chem. Phys. **5**, 290 (1937). — [3] LEWISCHIN, V. L. S. N. R. SCHEVCHIN: C. R. Acad. Sci. URSS **16**, 399 (1937). — [4] HARVEY, E. N.: J. Amer. Chem. Soc. **61**, 2392 (1939). — [5] PAOUNOFF, P.: C. R. Acad. Sci., Paris **209**, 33 (1939). — [6] BRESLER, S.: Acta physicochim. URSS **12**, 323 (1940). — [7] FRENKEL, I.: Acta physicochim. URSS **12**, 317 (1940). — [8] POLOTZKY, I. G.: Z. phys. Chem. USSR **22**, 787 (1948). — [9] PRUDHOMME, R. O.: J. Chim. Phys. **46**, 318 (1949). — [10] PRUDHOMME, R. O., et R. H. BUSO: C. R. Acad. Sci. Paris **235**, 1486 (1952). — [11] GRIFFING, V., and D. SETTE: Phys. Rev. (2) **87**, 234 (1952). — [12] GRIFFING, V., D. SETTE: J. Chem. Phys. **23**, 503 (1955). — [13] SRIVANAN, D., and L. V. HOLROYD: Phys. Rev. **99**, 633 (1955). — [14] GÜNTHER, P., W. ZEIL, U. GRISAR u. E. HEIM: Z. Elektrochem. **61**, 188 (1957). — [15] BLAKE, F. G.: J. Amer. Soc. Acoust. **21**, 551 (1949). — [16] MEYER, E., u. K. TAMM: Akust. Z. **4**, 145 (1939). — [17] NOLTINGK, B. E., E. A. NEPPIRAS: Proc. Phys. Soc., Lond. **B 63**, 674 (1950). — [18] NEPPIRAS, E. A., and B. E. NOLTINGK: Proc. Phys. Soc. Lond. **B 64**, 1032 (1951). — [19] Standards on Piezoelectric Crystals 1949: Proc. Inst. Radio Engrs., N. Y. **37**, 1 (1949). — [20] BECHMANN, R.: J. Amer. Soc. Acoust. **28**, (1956). — [21] BERGMANN, L.: Der Ultraschall, **6**. Aufl. S. 864 ff. Stuttgart: S. Hirzel 1954.

cand. phys. WOLF-UDO WAGNER,
III. Physikalisches Institut der Universität Göttingen

¹ 0,1 g o-Aminophthalsäurehydrazidhydrochlorid und 1,6 ml 30%ige Natronlauge auf 1 l Wasser.

Studies in Ultrasonic Propagation in Mixtures of Ethyl Alcohol and Water

By S. PARTHASARATHY and M. PANCHOLY

With 4 figures in the text

(Eingegangen am 20. Mai 1958)

Introduction

Earlier studies of ultrasonic propagation in binary mixtures have shown that whereas in some cases velocity and the absorption coefficient of the mixtures are just additive, in certain other cases they exhibit a peak at some mid-concentration where the absorption coefficient or the velocity acquire a value higher than that of either constituent. Investigations of several mixtures have been made by BURTON [1], COLLIS [2], WILLARD [3], GIACOMINI [4], STOREY [5], WHITE [6] and others. In some of these mixtures the peaks have been explained on the basis of intermediate compound formation or association of molecules. Explanations have been offered separately to account for the peaks in velocity and absorption coefficient. The present work was undertaken with a view to studying the effect of temperature on velocity and absorption in ethyl alcohol and water mixtures at various concentrations and to correlating the results with the variation in the other physical properties of the mixtures.

Experimental

The echo pulse method was used for measurements reported in this paper. A frequency of 21 megacycles was used for the work. The mixtures were prepared by taking precalculated volumes of the two constituents which were thoroughly mixed by shaking. Each mixture was introduced into the specimen container of the apparatus around which a stream of water circulated from a 4 gallon double walled reservoir fitted with a 1000 watt electric heater, a refrigerant coil and a thermostat of Sunvic type capable of maintaining the temperature at the preset value within $\pm 0.1^\circ \text{C}$. The temperature range over which the bath could be adjusted was from 5 to 70°C . For each measurement the electronic apparatus was switched on well in advance to stabilize and the thermostat started to obtain the desired temperature in the apparatus. The whole apparatus was given a further period of one hour to attain a stabilised condition. The actual temperature of the liquid under observation was obtained by reading the temperature of the circulating water at the inlet and the outlet of the apparatus before and after each observation and taking the mean of the four readings.

Absorption coefficient was measured by changing the attenuator in steps of 2 db each time and noting the reflector movement required to compensate the change in the height of the echo pulse on the oscilloscope screen. A series of such points were plotted in graph and the value of α/ν^2 obtained from the slope of the straight line so obtained, the frequency of the oscillator being measured electrically by a separate experiment.

For measurement of velocity the reflector was brought so close to the crystal that the first echo

started merging with the outgoing pulse as seen on the oscillograph screen. Any further movement of the reflector showed dips at the merging point for a path difference of $\lambda/2$ (corresponding to piston movement of $\lambda/4$). A large number of readings were taken for reflector movement for 50 fringes and the mean value of $\lambda/4$ was calculated. Velocity was calculated from the value of $\lambda/4$ so obtained and the frequency determined earlier.

Results

Velocity

The measured values of velocity in the mixture at various molecular concentrations and a temperature range of 10 to 60°C are given in fig. 1. It is seen that

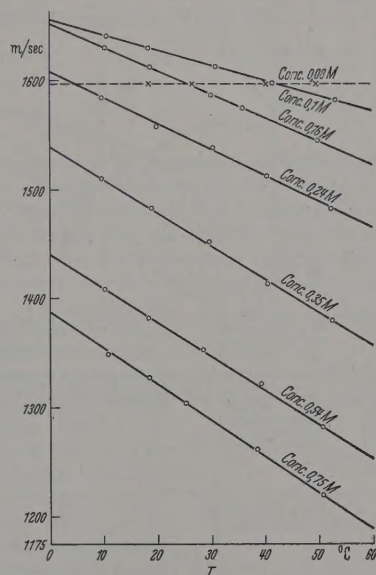


Fig. 1. Ultrasonic velocity in ethyl alcohol water mixture at various concentrations and temperatures

with decreasing concentration of alcohol the velocity value as also the temperature coefficient of velocity decrease till about 8% mol. concentration where the temperature coefficient is negligible. A peak in velocity value is found to exist at a molecular concentration about 10%. The observations on velocity are in close agreement with the earlier work of GIACOMINI [4].

Absorption Coefficient

The values of absorption coefficient α/ν^2 for various concentrations were determined over the temperature range 10 to 60°C . The results are indicated in fig. 2. Two things are clearly seen from this figure. Firstly the absorption coefficient increases with in

creasing percentage of alcohol up to a mol. concentration of about 25% and starts decreasing with concentration beyond 35% showing a peak in the region

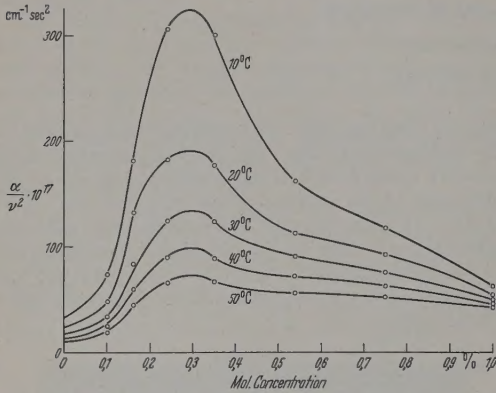


Fig. 2. Absorption coefficient $\alpha/v^2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-1} \text{ sec}^2$ (observed) in ethyl alcohol water mixtures at various concentrations and temperatures

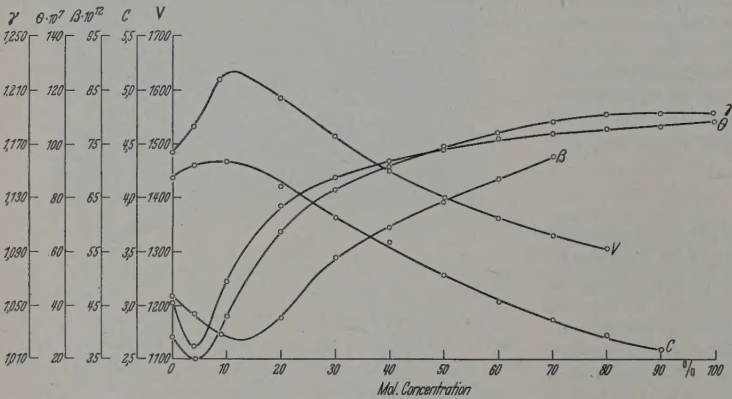


Fig. 3. Some physical properties of ethyl alcohol water mixtures (at 20°C) showing abnormal variation about 10% mol. concentration. V Velocity m/sec (observed), C Heat capacity Gm/J, β Adiabatic compressibility $\cdot 10^{12} \text{ cm}^2/\text{dynes}$, Θ Coefficient of cubical expansion $\cdot 10^7$, γ Ratio of specific heats

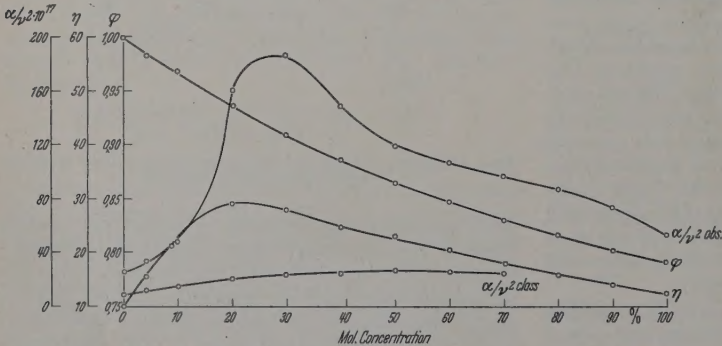


Fig. 4. Some Properties of ethyl alcohol + water mixture (20°C.) showing abnormality at higher concentrations. ϕ Density $\cdot \text{gm/ml}$, η Viscosity $\cdot \text{millipoises}$, $\alpha/v^2 \cdot 10^{17}$ Absorption coefficient (observed)

of 25% to 35% mol. concentration. Secondly it is seen that while this peak in absorption is almost at the same concentration at all the temperatures, its height is reduced rapidly by raising the temperature.

* From International Critical Tables

** Calculated from available data.

Other properties

Other physical properties of these mixtures, as density, viscosity, specific heat, classical absorption coefficient, etc., all at 20°C are shown in fig. 3 and 4. It is seen from fig. 3 that whereas ultrasonic velocity shows a peak at a mol. concentration of 10%, adiabatic compressibility shows a dip in the same region which is easily explained by the sound velocity formula. However the remarkable feature is that the specific heat also shows a peak at the same concentration.

Coefficients of cubical expansion have been calculated from the available values of density of mixtures at 15°C and 20°C. The ratio of specific heats γ has been calculated from the thermodynamic relationship

$$\gamma = 1 + \frac{T \Theta^2 V^2}{J c_p}$$

where T is the absolute temperature, Θ the coefficient of cubical expansion, V the sound velocity, J JOULE'S constant and c_p the specific heat at constant pressure. These values are given in fig. 3. It is

seen from the figure that while density decreases steadily with increasing concentration of ethyl alcohol in the mixture the other two properties viz. coefficient of cubical expansion and the ratio of specific heats register a sharp dip at molecular concentration between 0 and 5%. After molecular concentration the factors go on increasing steadily.

From fig. 4 it is seen that the peak in classical absorption coefficient is found to be at about 60% concentration whereas the observed absorption peak is about 30%. It is remarkable that not only the peak in the calculated absorption is not at the same point as the observed absorption — but the value of the latter is about 8 times at the peak and 3 to 5 times at other concentrations. Obviously the variation of these parameters are not similar. It is significant however that the peak in the observed absorption is at the same concentration as the peak in the shear viscosity value. This has been suggested on other considerations that the observed absorption in alcohols is due to bulk viscosity. If bulk viscosity qualitatively follows the change in value as the shear viscosity, the above observation lends support to this idea. The same

approach will also explain the flattening of the peak with rising temperature.

The increase in absorption coefficient at higher concentration is also explained in terms of association of molecules. It is seen that the peak is rather broad in the region of 25% to 35% molecular concentration

quite possible that the most favourable form of association is 1 mol of alcohol to 2 of water or 1 mol alcohol to 3 of water or both. This point can be checked only by careful mapping of absorption in close steps of concentration in this region.

It is seen that in the region of peak absorption, the excess absorption (whether taken as the difference or the ratio of the observed absorption to the classical absorption) decreases as the temperature is raised. It is presumed that bulk viscosity is responsible for the excess absorption in ethyl alcohol as also its mixture with water, the fact that there is a peak in absorption at an intermediate concentration is not fully explained by this postulate. The most plausible explanation is based on association. It is possible that the excess absorption in the region of the peak is relaxational in nature but caused by molecular association. It would be interesting to map this region more closely from two view points: firstly, to see the exact structure of the peak to get the correct composition of the mixture at this point; and secondly, to see if there is any shifting of the peak with frequency of the ultrasonic waves.

Abstract

Measurements of ultrasonic velocity and absorption coefficient over a temperature range of 5 to 70° C in mixtures of ethyl alcohol and water are reported for various concentrations. The trends of variation of ultrasonic velocity and absorption coefficient with concentration are compared with other physical properties of the mixtures.

References: [1] BURTON, C. J.: J. Acoust. Soc. Amer. **20**, 186 (1948). — [2] WILLIS, F. H.: J. Acoust. Soc. Amer. **19**, 242 (1947). — [3] WILLARD, G. W.: J. Acoust. Soc. Amer. **12**, 438 (1941). — [4] GIACOMINI, A.: Acta Pontif. Acad. Sci. **6**, 87 (1941). — [5] STOREY, L. R. O.: Proc. Phys. Soc. Lond. (B) **65**, 943 (1952). — [6] SETTE, D.: La Ric. Sci. **25**, 576 (1955).

Dr. S. PARTHASARATHY and Dr. M. PANCHOLY,
National Physical Laboratory of India, New Delhi

Messung von Voltaspannungen nach einer akustischen Methode

VON WERNER SCHAAFFS

Mit 3 Textabbildungen

(Eingegangen am 16. Juli 1958)

1. Kondensatormikrophon und Voltaspannungsmikrophon

Die bekannteste Methode zur Messung der Voltaspannung ist die Kondensatormethode von Lord KELVIN [1], der unter anderen W. A. ZISMAN [2] und jüngster Zeit W. SCHAAFFS [3] technisch brauchbare Ausführungsformen gegeben haben. Die in dieser Mitteilung beschriebene Versuchsanordnung kann ebenfalls in die Gruppe der Kondensatormethoden eingeordnet werden.

Die Möglichkeit, Voltaspannungsmessungen auf akustischem Wege mit Hilfe eines Mikrophonprinzips zu führen, ergab sich als Folgerung aus Überlegungen, die der Verfasser angestellt hat, um für den unteren Ultraschallbereich ein Mikrophon zu finden, welches gewisse Nachteile des in diesem Bereich üblichen Kondensatormikrophons vermeidet. Über dieses neue Mikrophon soll später in einer akustischen Zeitschrift berichtet werden, wenn seine akustischen Eigenschaften hinreichend untersucht worden sind. In der folgenden Mitteilung geht es nur um das Prinzip und seine spezielle Anwendung für die Untersuchung der Voltaspannungen bzw. von Änderungen der Elektrodenaustrittsspannungen von Metallen in Atmosphäre.

Abb. 1 zeigt die Prinzipschaltung des Kondensatormikrophons *KM*. Wird die Membran *m* von Schallwellungen getroffen, so wird am Widerstand *W* eine Wechsellspannung erzeugt, deren Höhe bekanntlich von der Betriebsspannung *E₀*, der Kapazitätsänderung und dem Plattenabstand des Mikrophons *C* abhängt. Man kann den Plattenabstand leider nicht beliebig klein machen, da infolge der statischen Anziehung ein Kurzschluß entsteht, der bei den üblichen dem Eingang der nachfolgenden Verstärker-

röhre angepaßten Widerständen *W* von einigen Megohm zum Unbrauchbarwerden des Mikrophons führt. Dieser Nachteil läßt sich nur vermeiden, wenn man die Batteriespannung *E₀* wegläßt und nur noch mit der elektrischen Eigenspannung zwischen Membran *m* und Gegenelektrode arbeitet. Diese Eigenspannung ist die Voltaspannung der jetzt Voltaspannungsmikrophon *VM* genannten Anordnung. Der Widerstand *W* hat dann bei Benutzung einer Elektrometerpentode in der nachfolgenden Verstärkerstufe Werte zwischen 10^8 und $10^{10} \Omega$. Die Kondensatormaterialien

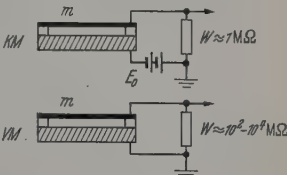


Abb. 1. Prinzipschaltbilder von Kondensatormikrophon *KM* und Voltaspannungsmikrophon *VM*

müssen natürlich verschieden sein, z. B. die Membran aus Gold bzw. vergoldeter Bronze, die Gegenelektrode beispielsweise aus Aluminium. Es kommt nur darauf an, daß die Voltaspannung möglichst groß wird. Im genannten Beispiel ist sie etwa 1 V. Bei diesem Voltaspannungsmikrophon kann der Abstand zwischen Membran und Gegenelektrode beliebig klein gemacht werden. Auch eine versehentliche Berührung, z. B. bei zu großer Schallintensität, führt nicht zur Veränderung oder Beschädigung der Membran.

2. Voltaspannungsmessung nach dem Prinzip des Voltaspannungsmikrophons

Abb. 2 zeigt die Anordnung zur akustischen Messung von Voltaspannungen. Der Kondensator *C* besteht aus der vergoldeten Bronzembran *m* (z. B. 6 cm Ø, Dicke 0,04 cm) und dem als Gegenelektrode dienenden Versuchsobjekt *Obj*. Da die Methode

vorzugsweise zur Untersuchung der Oberfläche kleiner Objekte von etwa 0,2 bis 0,3 cm \varnothing , die in Form von Nieten hergestellt werden können, gedacht war, ist in Abb. 2 als Objekthalterung ein Stilkloben skizziert worden, bei dem kleine Objekte dieser Art schnell ein- und ausgespannt werden können. Die von Lord KELVIN [1] eingeführte Kompensation der Voltaspannung

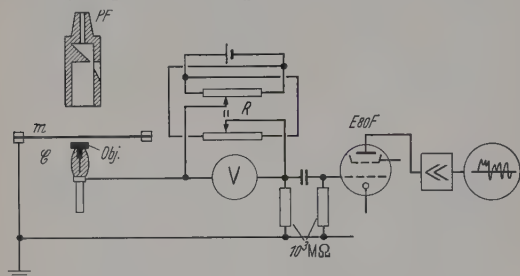


Abb. 2. Anordnung zur akustischen Messung der Voltaspannung der Oberfläche kleiner Objekte gegen eine Goldmembran

des Kondensators C geschieht am Doppelpotentiometer R . Hinter der wichtigen Elektrometerpentode (Philips E 80 F) liegt ein Verstärker mit einem Elektronenstrahloszillographen im Ausgang. Wird die Membran m von Schallwellen getroffen, so wird der Abgriff des Potentiometers R so lange gedreht, bis auf dem Leuchtschirm die Kurve der Schallschwingungen verschwindet. Dann kann am Voltmeter V die Voltaspannung $V_{2,1}$ des Objekts Obj gegen das Gold der Membran m abgelesen werden.

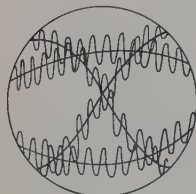


Abb. 3. Auf dem Leuchtschirm zu beobachtende Mischung von Tonfrequenz und Netzfrequenz vor dem Eintreten der Kompensation

Da die Voltaspannungsmessung von der Frequenz nicht abhängt, kann als Schallquelle ein gepfiffenes Liedchen, eine Kindertrompete oder eine kleine Lippenpfeife PF benutzt werden. Der Verfasser hat die Lippenpfeife bevorzugt, sie aber mit Preßluft angetrieben, um nicht zu ermüden. Wenn man die Eigenfrequenz

der Membran m in die Nähe der Schallfrequenz legt, ist die Amplitude groß und der Verstärkungsgrad kann relativ klein sein. Zieht man aber eine steife Membran mit hoher Eigenfrequenz vor, so muß der Verstärkungsgrad beträchtlich sein. Es ist dann kaum zu vermeiden, daß die technische Netzfrequenz von 50 Hz auf dem Leuchtschirm des Elektronenstrahloszillographen erscheint, sei es durch Einstreuung benachbarter Starkstromleitungen, sei es durch Einstreuung von benutzten Netzanschlüssen. Aus diesem Grunde ist auch die Verwendung mechanisch angetriebener Pfeifen und nicht elektrisch betriebener Tongeber notwendig. Normalerweise scheint daher auf dem Schirm des Oszillographen ein Bild, wie es Abb. 3 zeigt, nämlich eine durch die Netzfrequenz bestimmte Figur, die durch die Tonfrequenz moduliert ist. Durch Verändern des Potentiometers bringt man die Tonfrequenz zum Verschwinden, und liest dann am Voltmeter V die Voltaspannung des Objekts gegen die Membran ab.

Zusammenfassung

Es wird eine neue (akustische) Methode zur Messung von Voltaspannungen beschrieben. Das zu untersuchende Objekt steht vor einer vergoldeten Membran und bildet mit ihr zusammen ein auf Schallwellen ansprechendes Voltaspannungsmikrophon. Kompensation, Verstärkung, Beobachtung auf einem Leuchtschirm und Ablesung der Voltaspannung gehen in der für die Kondensatormethode üblichen Weise vor sich. Die beschriebene Methode soll vorzugsweise der Untersuchung der Oberfläche kleiner Objekte dienen.

Die Arbeit entstand aus einem Problem, mit dem sich der Verfasser am Institut für Technische Akustik der TU Berlin-Charlottenburg beschäftigte.

Literatur: [1] Lord KELVIN: Phil. Mag. **46**, 82–101 (1898). — [2] ZISMAN, W. A.: Rev. Sci. Instrum. **3**, 367–371 (1932). — [3] SCHAAFFS, W.: Z. angew. Phys. **10**, 424–425 (1958).

Prof. Dr. phil. WERNER SCHAAFFS,
Berlin-Siemensstadt, Rieppelstr. 20

Voltaspannungsmessungen an Kadmiumsulfid

VON WERNER SCHAAFFS und HANNELORE WOELK

Mit 3 Textabbildungen

(Eingegangen am 16. Juli 1958)

1. Problemstellung

Die elektrische Untersuchung photoleitender Kristalle erstreckt sich fast ausschließlich auf die Messung und Deutung der Ströme, die bei Einwirkung von Licht aller Wellenlängen entstehen. Für die Abhängigkeit des Kristallstroms vom auffallenden oder durchfallenden Licht und damit für die technische Verwendbarkeit des Kristalls zur Messung von Strahlungsintensitäten sind meistens äußerst geringe Veränderungen infolge von Temperung oder Dotierung oder beiden wesentlich. Dadurch wird man bei der Auswahl der Kristalle von den oft sehr undefiniert

und unrationell arbeitenden Verfahren der Züchtung und der Auslese stark abhängig.

Das Elektronengas im Innern des Kristalls, das die Leitfähigkeit verursacht, macht sich nun auf Grund seiner thermisch-kinetischen Eigenschaften noch an der Elektronenaustrittsspannung bemerkbar. Man kann also erwarten, daß diese Elektronenaustrittsspannung bei Bestrahlung in ähnlicher Weise verändert wird wie die Leitfähigkeit. Die Messung ihrer Veränderung bei Belichtung geschieht am einfachsten und zweckmäßigsten mit Hilfe der Voltaspannung $V_{2,1}$.

2. Versuchsanordnung

Die experimentelle Prüfung wurde dadurch ermöglicht, daß von W. SCHAAFFS [1] ein hierfür geeignetes Voltaspannungsmeßverfahren entwickelt worden ist, daß eine größere Zahl von Frau H. WOELK geteilter Kadmiumsulfidkristalle zur Verfügung stand. Wichtig war, daß diese Kristalle unsortiertes Material lieferten, also mit ganz verschiedenen Temper- und Belichtungseigenschaften behaftet waren. Nur ein solcher Kristall war hinreichend aktiv und galt als geeignet für die Herstellung gewöhnlicher Kadmiumsulfidzellen, nämlich der, welcher unter einer Vakuumröhre mit Filter rot fluoreszierte.

Abb. 1 zeigt die Versuchsanordnung. Hinsichtlich Einzelheiten des Meßverfahrens sei auf die schon erwähnte Arbeit [1] verwiesen. Ein Kadmiumsulfidkristallplättchen Kri stellt zusammen mit einem entsprechenden Nutenanker NA mit 12 vergoldeten Polen einen veränderlichen Kondensator dar, dessen Voltaspannung $V_{2,1}$ in Luft zu messen ist. Das Kristallplättchen Kri ist in einer Halterung H eingeklemmt und hat einen Abstand von einigen Zehnteln Millimetern von den Polen des Nutenankers. Die Voltaspannung $V_{2,1}$ wird durch eine am Widerstand R angelegte Gleichspannung kompensiert. Kompensation auf Null liegt vor, wenn auf dem Elektronenlochoszillographen O die Amplitude der vom Widerstand W stammenden und anschließend verstärkten Wechselspannung verschwindet. Die am Voltmeter V abzulesende Spannung ist dann die Voltaspannung $V_{2,1}$ der Kristalloberfläche gegen das Gold des Nutenankers. Das weiße Licht der Wendel der Glühlampe GL wird mittels der Linse L auf eine Fläche von etwa 3 mm^2 des Kristalls konzentriert. Dabei wird die Belichtung dieser Fläche ebenfalls, aber erheblich schwächer belichtet. Diese Belichtung ist zweckmäßig, da manche Kristalle bei Dunkelheit gute Voltaspannungen liefern und dadurch eine sinnvolle Voltaspannungsmessung unmöglich machen. Bei Belichtung gegen Fremdlicht verdunkeltem Raum wurden die Messungen bei den abgreifbaren Spannungen $E = 0, 2, 3 \text{ V}$ einer Akkumulatorbatterie vorgenommen.

3. Die Voltaspannung bei Belichtung

In Abb. 2 ist die Voltaspannung $V_{2,1}$ als Funktion der elektrischen Leistung $E \cdot i$ der Glühlampe GL dargestellt worden. Die Kurven gehören zu getemperten Kristallen mit mehr oder minder streifiger Struktur. Nähere Angaben befinden sich in der Beschriftung der Abbildung. Die Kurvenwerte beginnen mit den gestrichelten Kurven bei völliger Dunkelheit im ausgehenden Zustand der Kristalle bei $E \cdot i = 0$. Allgemein ist im Gebiet zwischen 0 und ein Watt eine hinreichend genaue Voltaspannungsmessung nicht möglich, weil der Kristall durch allzu geringe Leitfähigkeit als Isolator wirkt. Mit steigender Belichtung streben diese Kurven der Sättigung zu, die im Gebiet zwischen $-0,6$ und $-0,7 \text{ V}$ erreicht wird.

Vermindert man jetzt die Belichtung, so werden die ausgezogenen Kurven durchlaufen. Es scheint

ein wichtiges Ergebnis dieser orientierenden Untersuchung zu sein, daß die Voltaspannungen der verschiedenartigen Kristalle bei Vorbelichtung Kurven gleichen Charakters und ungefähr gleicher Steilheit

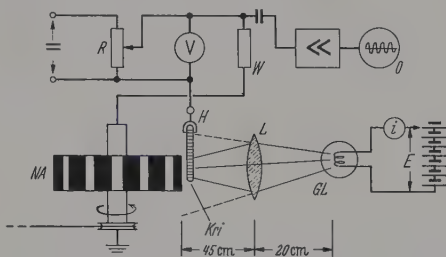


Abb. 1. Anordnung nach [1] zur Messung der Voltaspannung an Kadmiumsulfidkristallen unter Belichtung

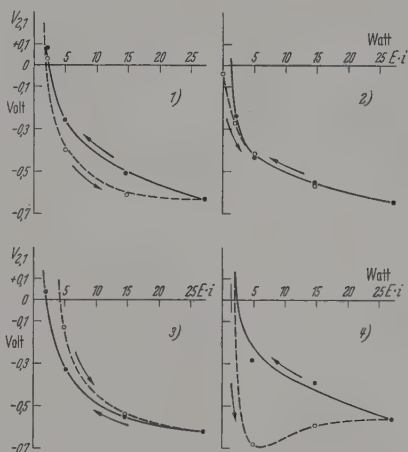


Abb. 2. Beispiele des Verlaufs der Voltaspannung als Funktion der Belichtung mit weißem Licht an vier verschiedenen getemperten Kristallplättchen. Belichtung dargestellt durch die elektrische Leistung der Lichtquelle. Nr. 1: aktiv, feine schwache Streifen; Nr. 2: inaktiv, ohne Streifen; Nr. 3: schwach aktiv, grobe Streifen; Nr. 4: schwach aktiv, feine Streifen

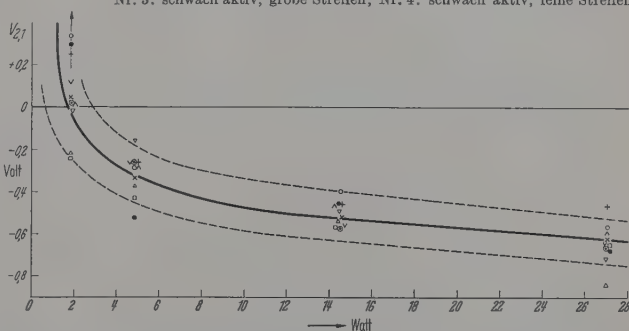


Abb. 3. Verlauf der Voltaspannung an 10 verschiedenen Kadmiumsulfidkristallen nach Vorbelichtung. Belichtung dargestellt wie in Abb. 2. ∇ aktiv, ungetempert, glatte Oberfläche; \circ aktiv, mit Sn nachdotiert, Fischgrätenstruktur; \vee aktiv, getempert, feine Streifen, aber recht schwach; \circ schwach aktiv, getempert, feine Streifen; \bullet schwach aktiv, mit Sn nachdotiert, feine Streifen; \times schwach aktiv, getempert, grobe Streifen; $+$ schwach aktiv, getempert, feine Streifen; Δ schwach aktiv, ungetempert, glatte Oberfläche; Δ inaktiv, ungetempert, Fischgrätenstruktur; \square inaktiv, getempert, glatte Oberfläche. Die drei Meßpunkte \circ , \bullet , $+$ bei der Abszisse 1,8 liegen außerhalb der Zeichnung

durchlaufen. Für eine technische Verwendung zur Messung von Lichtintensitäten und ihren Änderungen kommen daher nur die ausgezogenen Kurvenzüge, vorzugsweise die steilen Abschnitte bei kleinen Belichtungen in Frage.

In Abb. 3 ist der Zusammenhang zwischen Voltaspannung und Belichtung für 10 verschiedene Kristalle

zu sehen. Die Eigenschaften dieser 10 Kadmiumsulfidkristalle sind aus der Beschriftung der Abbildung zu entnehmen. Eingetragen sind diesmal nur die allein interessierenden Kurvenzüge, welche intensive Vorbelichtung zur Voraussetzung haben. Es ergibt sich, daß die Voltaspannungen aller Kristalle in einem Bereiche liegen, der durch die beiden strichlierten Kurven umrissen ist. Die stark ausgezogene Kurve veranschaulicht die mittlere Voltaspannung von Kadmiumsulfidkristallen.

Zur Aufnahme von Voltaspannungskurven nach Abb. 3 kann man natürlich auch anders aufgebaute Meßverfahren anwenden. Geeignet ist z.B. auch das von W. SCHAAFFS [2] beschriebene Verfahren, bei dem das Objekt, in diesem Falle also die Kristallplatte, die Gegenelektrode für die Membran eines Voltaspannungsmikrophons bildet.

Auf Grund von Abb. 2 und 3 ist zu vermuten, daß auch andere Kristalle, die nicht eigentlich als Photoleiter gelten, ähnliche Voltaspannungskurven geben, sofern sie nur eine gewisse elektrische Leitfähigkeit haben. Darüber hinaus liegt es nahe, nach dem entsprechenden Effekt für undurchsichtige Kör-

per bzw. für geeignete Metalle zu suchen. Die würden dann nicht mit sichtbarem Licht, sondern mit Röntgenstrahlen zu bestrahlen sein.

Zusammenfassung

Es wird gezeigt, daß sich die (gegen Gold gemessene) Voltaspannung von Kadmiumsulfid bei Bestrahlung mit weißem Licht im wesentlichen unabhängig davon ändert, wie das betreffende Kristallmaterial geteilt oder dotiert ist bzw. ob es für gewöhnliche Strombelastung konstruierte lechtelektrische Zellen geeignet ist oder nicht. Es wird vermutet, daß die Befund auch für andere Photoleiter gilt, vielleicht auch für Metalle bei Röntgenbestrahlung.

Die Arbeit wurde in der Abteilung für Technische Physik des Schaltwerkes der Siemens-Schuckert Werke in Berlin-Siemensstadt ausgeführt.

Literatur: [1] SCHAAFFS, W.: Z. angew. Phys. 10, bis 428 (1958). — [2] SCHAAFFS, W.: Z. angew. Phys. 455—456 (1958).

Prof. Dr. phil. WERNER SCHAAFFS
Berlin-Siemensstadt, Rieppelstr. 20
Frau HANNELORE WOELK, geb. NEUBERGER
Berlin-Westend, Gotha-Allee 24

Die Methode der Schichtverdopplung

Ein Verfahren zur Bestimmung der komplexen Dielektrizitätskonstante im Höchsthfrequenzbereich mittels stehender Wellen

Von E. BILLER

(Eingegangen am 23. Juli 1958)

Einleitung

Eine heute vielverwandte Methode zur Ermittlung der Stoffkonstanten im Mikrowellenbereich mit Hilfe stehender Wellen wurde von S. ROBERTS und A. VON HIPPEL angegeben [1]. Die Bestimmung der komplexen Dielektrizitätskonstante $\epsilon^* = \epsilon' - j\epsilon''$ nach diesem Verfahren ist mathematisch langwierig [2]. Die Lösung der dabei auftretenden vieldeutigen Form einer Hyperbelfunktion erfolgt auf graphischem Wege oder durch sukzessive Approximation; deshalb werden auch Näherungsgleichungen verwandt [3], [4]. Die erhaltenen Werte für ϵ^* sind somit mit zweifachen Fehlern behaftet, da sowohl die mathematische Auswertung als auch die experimentelle Bestimmung der Meßgrößen Ungenauigkeiten enthält. Mißt man aber nach SURBER und CROUCH „im Kurzschluß und Leerlauf am Probenende“, so ergeben sich aus den Ausgangsgleichungen nach [1] einfach zu behandelnde Endgleichungen, die keine Hyperbelfunktionen enthalten [5]. Hier ist dann die Genauigkeit des Ergebnisses nur mehr durch die experimentelle Unsicherheit begrenzt. Im folgenden wird ein weiteres Verfahren beschrieben, das ϵ^* sehr einfach aus den Meßgrößen zu ermitteln gestattet und ebenfalls ohne Hyperbelfunktionen auskommt.

Theorie

Ein mit Medium gefülltes am Ende kurzgeschlossenes Leitungstück der Länge d mit dem Wellenwiderstand Z und der Fortpflanzungskonstante γ ($\gamma =$

$\alpha + j\beta$ mit $\beta = 2\pi/\lambda_D$ der Phasenkonstante und α der Dämpfungskonstante) besitze den Eingangswiderstand R . Denselben Widerstandswert liefert ein am Ende mit dem Wirkwiderstand R abgeschlossenes Leitungstück der Länge $d + \Delta$ mit den Konstanten Z_0 und $\gamma_0 = j\beta_0$. Die auf das Vakuum bezogenen Konstanten Z_0 und β_0 können beim Arbeiten an Luft entsprechend korrigiert werden. Durch Gleichsetzen dieser Eingangswiderstände kamen S. ROBERTS und A. VON HIPPEL zu der Beziehung

$$\frac{\tanh \gamma d}{\gamma d} = \frac{K}{\gamma_0 d},$$

wobei

$$K = \frac{m + j \tan \beta_0 (d + \Delta)}{1 + j m \tan \beta_0 (d + \Delta)}$$

mit $m = E_{\min}/E_{\max}$, dem Verhältnis der Feldstärke im Minimum bzw. Maximum der stehenden Wellen. Diese im allgemeinen komplexe Zahl K kann nach Messung von m und der Knotenverschiebung Δ als Funktion von m , Δ und λ_0 (Wellenlänge auf der Leitung mit (Z_0, γ_0)) getrennt in Real- und Imaginärteil dargestellt werden. Es ergibt sich dann für die Größe

$$K = k e^{j\varphi}$$

$$k = \frac{\{m^2 [1 + \tan \beta_0 (d + \Delta)]^2 + \tan^2 \beta_0 (d + \Delta) [1 - m^2]^2\}^{1/2}}{1 + m^2 \tan^2 \beta_0 (d + \Delta)}$$

$$\varphi = \arctan \frac{\tan \beta_0 (d + \Delta) [1 - m^2]}{m [1 + \tan^2 \beta_0 (d + \Delta)]}$$

ter so umgeformten Zahl K muß Gl. (1) nach γd gelöst und daraus ε^* gewonnen werden.

Diese langwierigen Rechenoperationen kann man vermeiden, wenn man mit zwei Probedicken arbeitet, wovon die eine $d_2 = 2d$ gerade doppelt so groß wie die andere $d_1 = d$ ist. Diese beiden Proben d_1 und d_2 liefern dann zwei Wertepaare (Δ, m) , die jeweils in Gl. (2) eingesetzt zwei komplexe Zahlen a^* und b^* ergeben.

Mit diesen beiden Zahlen wird folgende Operation durchgeführt:

$$\left. \begin{aligned} \gamma d &= \frac{a^*}{\gamma_0 d}; \quad \frac{\tanh 2\gamma d}{2\gamma d} = \frac{b^*}{2\gamma_0 d} \quad \left. \vphantom{\frac{a^*}{\gamma_0 d}} \right\} \quad (3) \\ \frac{\tanh 2\gamma d}{\tanh \gamma d} &= \frac{2}{1 + \tanh^2 \gamma d} = \frac{2}{1 + a^{*2} (\gamma/\gamma_0)^2} \end{aligned} \right\}$$

Wie hier nicht weiter abgeleitet werden soll, gilt zwischen γ und ε^* die Beziehung

$$(\gamma/\gamma_0)^2 = \varepsilon^* (\lambda_H/\lambda_0)^2 - (\lambda_H/\lambda_g)^2, \quad (4)$$

bei λ_H die zu λ_0 gehörige Hohlrohrwellenlänge und λ_g die Grenzwellenlänge der Leitung ist.

Aus (3) und (4) ergibt sich dann

$$\varepsilon^* (\lambda_H/\lambda_0)^2 - (\lambda_H/\lambda_g)^2 = 1/a^* [-1/a^* + 2/b^*]. \quad (5)$$

Durch Aufspalten in Real- und Imaginärteil, Anwendung der Eulerschen Formel und trigonometrischer Additionstheoreme unter Verwendung der Abbildungen $A = a^{-1}$ und $B = b^{-1}$, wenn $a^* = ae^{j\hat{\alpha}}$ und $b^* = be^{j\hat{\beta}}$, $C = (\lambda_H/\lambda_0)$ und $D = (\lambda_0/\lambda_g)$, folgt aus Gl. (5)

$$\left. \begin{aligned} \varepsilon' &= \frac{2AB}{C^2} \cos(\hat{\alpha} + \hat{\beta}) - \frac{A^2}{C^2} \cos 2\hat{\alpha} + D^2, \\ \varepsilon'' &= \frac{2AB}{C^2} \sin(\hat{\alpha} + \hat{\beta}) - \frac{A^2}{C^2} \sin 2\hat{\alpha}. \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

Für kleine Verluste, d.h. mit $\hat{\alpha} = \pi/2 - \hat{\gamma}$ bzw. $\pi/2 - \hat{\delta}$ und $\hat{\gamma}$ bzw. $\hat{\delta} \rightarrow 0$ kann man (6) in der Form

$$\left. \begin{aligned} \varepsilon' &\approx \frac{A^2}{C^2} - \frac{2AB}{C^2} + D^2, \\ \varepsilon'' &\approx \frac{2AB}{C^2} (\hat{\gamma} + \hat{\delta}) - \frac{2A^2}{C^2} \hat{\gamma} \end{aligned} \right\} \quad (6a)$$

Näherungsgleichungen verwenden.

Für den verlustfreien Fall, d.h. $\hat{\alpha} = \hat{\beta} = \pi/2$ gilt für Koaxialleitung und Hohlrohr exakt

$$\varepsilon' = A^2/C^2 - 2AB/C^2 + D^2. \quad (7)$$

Aus (7) folgt für die koaxiale Leitung mit $C=1$ und $D=0$ die einfache Beziehung

$$\left. \begin{aligned} \varepsilon' &= 1/a(1/a - 2/b) = \cot \beta_0 (d + \Delta_1) \times \\ &\times [\cot \beta_0 (d + \Delta_1) - 2 \cot \beta_0 (2d + \Delta_2)]. \end{aligned} \right\} \quad (7a)$$

Diese für den Kurzschlußfall entwickelten Gleichungen lassen sich ebenso für das Arbeiten mit einem Leitungsende ableiten. Hier tritt an Stelle von $\tanh \gamma d$ die Funktion $\coth \gamma d$. Bei der Entwicklung nach ε' und ε'' zeigt es sich, daß in diesem

Falle die Bestimmung der Koeffizienten der Gl. (6) etwas mehr Rechenarbeit erfordert. Mit dem mathematischen Ansatz (3) wäre es im Prinzip möglich auch mit einem anderen rationalen Verhältnis der Probenlängen zu arbeiten. Die Auflösung nach ε^* wird aber so kompliziert, daß von diesen Fällen abgesehen wurde. Für die Proben mit dem Längenverhältnis 1:2 erkennt man aus den Gl. (6), daß die Genauigkeit des ε^* -Wertes nur durch die experimentelle Anordnung bestimmt wird.

Experimentelles

Wendet man diese Methode auf die Untersuchung von Flüssigkeiten an, so kann man die beiden Probedicken entweder über eine Volumenmessung oder über eine Messung der Flüssigkeitshöhe im kurzgeschlossenen Leitungsstück gewinnen. Eine noch einfachere, auch für Gase geeignete Meßanordnung ergibt sich durch Verwendung eines beweglichen Kurzschlußkolbens. Die zwischen dem Kolben und z.B. einem Glimmerplättchen eingeschlossene Probe kann dann in ihrer Länge beliebig verändert werden. Bei festen Stoffen werden die beiden Probenkörper vor dem Einbringen in die Meßleitung auf die entsprechenden Dimensionen gebracht. Wesentlich ist hierbei ein gutes Anliegen an den umschließenden Metallwänden. Optimale Meßgenauigkeit ergibt sich bei Probedicken von etwa $\lambda_D/3$ bzw. $2\lambda_D/3$ Länge, wobei λ_D die Wellenlänge im Dielektrikum ist. Für möglichst hohe Genauigkeit ist ein Arbeiten im Resonator zu empfehlen. Auch die Bestimmung der Eigenverluste der Meßanordnung, die zur Korrektur der Meßgrößen erforderlich sind, wird dann einfacher [2], [5]. Auf diese Weise ergab sich z.B. für kommerzielles Benzol gemessen in einem koaxialen Resonator bei 20,0° C ein $\varepsilon' = 2,291$, während eine Auswertung nach Gl. (1) einen ε' -Wert von 2,290 ergab. Die Verluste waren bei der zur Messung verwandten Wellenlänge $\lambda_0 = 25$ cm so gering, daß sie vernachlässigt werden konnten. Neben Flüssigkeiten wurden mit dieser Methode auch feste Proben untersucht. Diese Arbeiten, vor allem Genauigkeits-Vergleiche mit anderen Verfahren, werden fortgeführt. Zu gegebener Zeit wird hierüber ausführlicher berichtet werden.

Zusammenfassung

Es wird ein mathematisch einfach auswertbares Verfahren zur Bestimmung der komplexen Dielektrizitätskonstante beschrieben. Dabei werden die Messungen an zwei Proben des gleichen Materials, deren Längen sich wie 1:2 verhalten, durchgeführt.

Literatur: [1] ROBERTS, S., and A. VON HIPPEL: J. Appl. Phys. **17**, 610 (1946). — [2] HIPPEL, A. VON: Dielectric Materials and Applications. New York: Technology Press of M.I.T. u. John Wiley & Sons 1954. — [3] DAKIN, T. W., and C. N. WORKS: J. Appl. Phys. **18**, 789 (1947). — [4] SCHWAN, H.: Ann. Physik (6) **5**, 287 (1950). — [5] SURBER, W. H., and G. E. CROUCH jr.: J. Appl. Phys. **19**, 1130 (1948).

Dipl.-Phys. ERWIN BILLER,
II. Physikalisches Institut der Universität München

Ein Haarhygrometer hoher Empfindlichkeit

Von FRITZ ASSELMAYER und HEINRICH RIEDEL

Mit 3 Textabbildungen

(Eingegangen am 29. Juli 1958)

Will man in kleinen Räumen von z.B. 2 bis 500 cm³ Inhalt die Feuchtigkeit bestimmen, so ergeben sich eine Reihe von Schwierigkeiten. Meßmethoden nach dem Psychrometerprinzip [1] scheiden wegen ihrer langen Meßzeit aus. Diese Meßzeit ändert sich auch

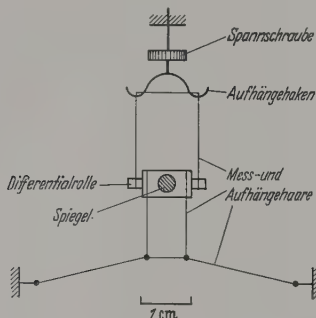


Abb. 1. Schematischer Aufbau des Haarhygrometers

dann nicht, wenn die Temperaturen mit Thermistoren [2] oder mit Thermoelementen [3] gemessen werden. Feuchtigkeitsmessungen auf Grund von elektrischen Widerstandsänderungen hygroskopischer Salze [4], [5] sind entweder im Meßsystem zu umfangreich oder bei kleineren Meßköpfen [6] mit einigem

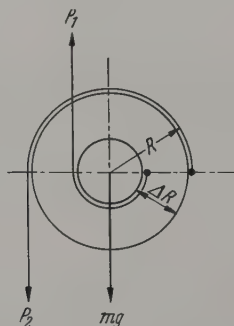


Abb. 2. Prinzip der Differentialrolle (L 8)

Aufwand verbunden. Die Ausnutzung der positiven Spitzenentladung zur Feuchtigkeitsmessung [7] ist daran gebunden, etwa 5 bis 20 cm³/s Luft durch den Meßtopf zu saugen. Bei all diesen zum Teil doch erheblichen apparativen Aufwendungen schien es reizvoll, unter Verwendung des Haarhygrometerprinzips ein kleines Gerät für kleine Meßräume zu bauen.

Die Problemstellung war, in einem kleinen, abgeschlossenen Volumen von etwa 400 cm³ bei konstanter Temperatur die Feuchtigkeit rückwirkungsfrei, empfindlich, schnell, stetig und möglichst bequem zu messen. Da es sich bei dem Haarhygrometer stets um nur kleine Längenänderungen handelt, bietet sich das Prinzip der Differentialrolle [8] an. Abb. 1 zeigt schematisch den Aufbau.

Die Haarstücke wurden alle aus einem einzigen langen Haar genommen, das sorgfältig unter dem Mikroskop auf Brüche geprüft worden war. Das Haar wurde 1 Std lang mit Trichloräthylen entfettet. Als Klebemittel eignete sich Picein, das in Trichloräthylen zu dickflüssiger Masse gelöst war. Aus diesen Klebern schlüpften die Haare heraus, während bei weicheeren Klebern die Meßanzeige kriechend war. Die Haare waren jeweils um 180° um die Meßrollen geschlungen. Die Meßrollen aus Duraluminium wurden als Differentialrolle mit 6 und 3,5 mm Durchmesser ausgebildet bei einem Gewicht von 0,3 g. In der Mitte trug die Rolle ein Spiegelchen zwecks objektiver Lichtzeigerablesung mit Lichtmarke auf Kreissekalen. Die beiden von unten kommenden Haare waren den kleineren Durchmesser der Differentialrolle geschlungen. Das horizontal liegende zusätzliche Meßhaar verstärkte den Ausschlag. Bei einer Lichtzeigerlänge von nur 30 cm und einer Bauhöhe des Meßsystems von insgesamt 8 cm ergab sich eine Lesegenauigkeit von $\pm 0,05\%$ rel. Feuchtigkeit. Durch geringere Radiendifferenzen und größere Skalenerweiterungen kann die Empfindlichkeit noch wesentlich gesteigert werden, allerdings mit dem Nachteil eines eingengten Meßbereiches. Da für eine präzise Messung ein möglichst großer Meßbereich angestrebt war, wurde auf eine Erhöhung der Empfindlichkeit verzichtet.

Aus den Gleichgewichtsbedingungen der Differentialrolle (vgl. Abb. 2)

$$P_1 = P_2 + mg,$$

$$P_2 \cdot \Delta R = mg \cdot (R - \Delta R)$$

folgen die Spannkraften in den Haaren zu

$$P_1 = \frac{R}{\Delta R} \cdot mg,$$

$$P_2 = \frac{R - \Delta R}{\Delta R} \cdot mg.$$

Maximal betrug die Spannung in den vertikal montierten Haaren 0,25 g und in dem horizontal montierten Haar 1,2 g. Es wurde wegen der Verformung der Haare erstrebt, die Spannung so niedrig wie nur möglich zu halten. Bei starken Zerrungen der Haare zwecks Abheilung eine Regenerierung über mehrere Stunden in feuchtigkeitsgesättigter Luft zu empfangen. Da die Spannung proportional mit der Vergrößerung wächst, wurde auf eine besonders starke Vergrößerung verzichtet. Ein Gitter hinter das Meßsystem diente lediglich als Schutz vor mechanischer Beschädigung. Von Nachteil war die Schwingungsfähigkeit des Meßsystems. Die Drehschwingungen von etwa 100 Hz klangen innerhalb 1 sec ab, die Transversalschwingungen von etwa 5 Hz innerhalb von 15 sec. Vorteilhaft war, daß die Transversalschwingungen die Ablesbarkeit nicht beeinträchtigen.

brigen war das Gerät in bezug auf seine Genauigkeit von Erschütterungen und Stößen weitgehend unabhängig. Die Reproduzierbarkeit der einzelnen Meßpunkte war gut. Die Abweichungen über mehrere Meßpunkte betrugen maximal $\pm 1\%$ rel. Feuchtigkeit. Größere Veränderungen traten nur ein, wenn man das System wegen irgendwelcher experimenteller Befreiung von außen waschen mußte. Zweckmäßig ist man mit dem Gerät als Nullgerät, als das es in der Einrichtung auch gedacht war. Um aber gut reproduzierbare Ergebnisse zu erhalten, wurde das Haarhygrometer nach jeder Untersuchung (die etwa einen Tag dauerte) über mehrere Stunden in mit Feuchtigkeit gesättigter Luft regeneriert.

Die Bewegungen der Differentialrolle verliefen ohne Rucken. Die Einstellung bis auf 70% rel. Feuchtigkeitsdifferenz dauerte 15 sec bis 2 min. Die Einstellgeschwindigkeit war abhängig von der Feuchtigkeit und absoluter Größe der Feuchtigkeitsdifferenz. Sie war am größten für kleine Intervalle und für den Anstieg von niedriger Feuchtigkeitsdifferenz. Die Einstellzeiten waren gut reproduzierbar. Man definiert man eine Zeitkonstante τ der Einstellung als die Zeit, innerhalb der 70% $= 1/\sqrt{2}$ der Differenz zwischen dem neuen und dem alten Wert erreicht ist, wird

$\tau = 15$ bis 2 min bei Übergang zu niedriger Feuchtigkeit,
 $\tau = 6$ bis 46 sec bei Übergang zu höherer Feuchtigkeit.

Verwendet man Schwefelsäure-Wasser-Gemisch oder Salzlösungen zur Herstellung des ungestörten Gleichgewichtes so zeigte sich, daß die Zeitkonstante des Haarhygrometers allein nur etwa $1/10$ der Zeitkonstante des Lösungsgemisches war. Arbeitet man also mit diesen Gemischen, so ist das Haarhygrometer der vorgelegten Bauart ohne weiteres zu verwenden.

Die Eichung erfolgte mit Schwefelsäure-Wasser-Gemischen im Gleichgewichtszustand von Gemisch und Haarhygrometer. Die Eichkurve zeigt Abb. 3.

Die einzelnen Meßpunkte streuen um etwa $\pm 4\%$ rel. Feuchtigkeit, was in Anbetracht des einfachen Bauverfahrens und des doch primitiven Aufbaues des Systems befriedigend ist. Mit dem Ergebnis kann man auch zufrieden sein, wenn man an die Einwände [1] für die Herstellung der 100% Feuchtigkeit denkt. Auch die Abweichung der Meßkurve von der nach GAY-LUSSAC berechneten Kurve mit den Eichdaten bei 50% und 100% rel. Feuchtigkeit beträgt

maximal $\pm 4\%$. Hinzuweisen ist darauf, daß die Krümmung im oberen Teil der berechneten Kurve auf die besondere Meßanordnung der Haare zurückzuführen ist. Hierbei ist besonders an das horizontal gespannte trapezförmige Meßhaare zu denken.

Die Empfindlichkeit des Gerätes ergibt sich zu

$E = 3,3 \text{ Sk/1\% rel. Feuchtigkeit bei } 50\% \text{ rel. Feuchtigkeit,}$
 $E = 1,3 \text{ Sk/1\% rel. Feuchtigkeit bei } 85\% \text{ rel. Feuchtigkeit.}$

Über umfangreiche Messungen mit diesem Gerät wird an anderer Stelle berichtet werden.

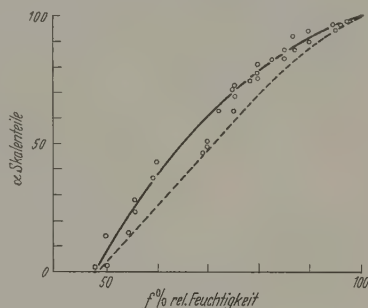


Abb. 3. Eichkurve des Haarhygrometers (--- berechnete Kurve nach GAY-LUSSAC)

Zusammenfassung

Es wird ein empfindliches Haarhygrometer beschrieben, dessen Anzeigeorgan eine Differentialrolle mit Drehspiegel ist. Es arbeitet als reibungsfreies, mechanisch robustes Nullgerät kleiner Dimension relativ kurzer Einstellzeit bei 50% rel. Feuchtigkeit. Mit steigender rel. Feuchtigkeit nimmt die Empfindlichkeit ab.

Literatur: [1] BONGARDS, H.: Feuchtigkeitsmessung. München 1926. — [2] PENMAN, H. L., u. J. LONG: J. sci. Instrum. **26**, 77 (1949). — [3] GLOVER, J.: Ann. Bot., N.S. **5**, 25 (1941). — [4] DUNMORE, F.F.W.: Nat. Bureau of Standards Research Paper RP 1102 Juni 1938. — [5] WALLSTEIN, E.: AEG-Mitt. **47**, 320 (1957). — [6] BRASTAD, W.A., u. L.F. BORCHARDT: Rev. sci. Instrum. **24**, 1143 (1953). — [7] ANDERSON, N.E., u. C.H. HERTZ: Z. angew. Phys. **7**, 361 (1955). — [8] KUHLMANN-WILSDORF, P.: Z. angew. Phys. **6**, 171 (1954).

Prof. Dr.-Ing. F. ASSELMAYER und Dipl.-Ing. H. RIEDEL,
Physikalisches Institut Weihenstephan
der Technischen Hochschule München

Über die Konstruktion von Laboratoriumsmagneten

VON HEINRICH LANGE und RUDOLF KOHLHAAS

Mit 12 Textabbildungen

(Eingegangen am 14. Juli 1958)

Einleitung

Thermomagnetische Studien erfordern geeignet dimensionierte Elektromagnete oder ausreichend starke Permanentmagnete zur Erzeugung von inhomogenen Magnetfeldern, in denen die Dipolkräfte für zu untersuchende Stoffe gemessen werden können. Ziel

thermomagnetischer Analysen ist es, Kenntnis über den physikalischen Zustand, insbesondere über das strukturelle Umwandlungsverhalten von Stoffen zu erhalten. Dies geschieht durch Ermittlung der spezifischen magnetischen Sättigung, der para- oder diamagnetischen Suszeptibilität in ihrer Abhängigkeit

von der Temperatur. Vor allem sei hierbei an Metalle und deren Legierungen gedacht. Ferromagnetische Stoffe benötigen zu ihrer magnetischen Sättigung hohe Felder, da die Entmagnetisierung der Probe durch das eigene Feld berücksichtigt werden muß. So sollte das Feld zur Sättigung einer Weicheisenprobe mindestens 12000 Oe [1] betragen. Derart hohe Felder lassen sich bei den wünschenswerten Luftspaltbreiten für Ofen und Probenhalterung — etwa 20 mm — nur durch Elektromagnete erreichen.

Bei para- oder diamagnetischen Stoffen kommt man allgemein mit geringeren Feldstärken aus, so daß der Einsatz eines Dauermagneten, wie in Kapitel II noch näher ausgeführt werden wird, vorteilhaft ist. Hierbei wirkt sich besonders günstig die gute Feldkonstanz eines Dauermagneten aus. Um Messungen bei hohen Temperaturen ausführen zu können, müssen metallische Proben vor dem Verzundern geschützt werden. Deshalb ist der

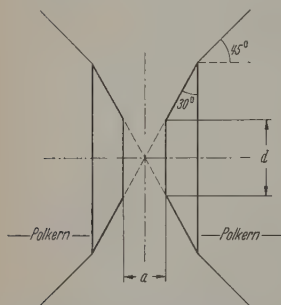


Abb. 1. Die Dimensionierung von Luftspalt und Polschuhen. a Luftspaltbreite, d Durchmesser der Polschuhstirnfläche

der Luftspaltraum des hier gezeigten Dauermagneten als Vakuum- bzw. Überdruckkammer für Schutzgas ausgebaut.

Im folgenden soll zunächst die Konstruktion eines Elektromagneten für Laboratoriumszwecke beschrieben werden, der im allgemeinen Polkerne aus Weicheisen besitzt, aber in einer Ausführung mit Eisen-Kobalt-Kernen (36% Co) ausgerüstet wurde, wo-

durch eine weitere Erhöhung der Feldstärke im Luftspalt erzielt werden konnte. Die magnetischen Eigenschaften des Elektromagneten für Polkerne und Polschuhe aus Weicheisen oder Eisen-Kobalt werden miteinander verglichen. — Der Elektromagnet wird in Verbindung mit einer magnetischen Pendelwaage eingesetzt. Damit ist jedoch der Anwendungsbereich des Elektromagneten in der hier gewählten offenen Bauweise (Ruhmkorff-Typ) keineswegs erschöpft; der Elektromagnet dürfte für viele andere Zwecke brauchbar sein — und wird auch in anderen Forschungsinstituten entsprechend verwandt —, wo magnetische Feldstärken bis zu etwa 45000 Oe (bei 1 mm Luftspalt und Kegelstutz-Polschuhen mit 10 mm \varnothing Stirnfläche) notwendig werden.

I. Die Konstruktion eines Elektromagneten in offener Bauweise für hohe Feldstärken

1. Die Konstruktionselemente für einen Elektromagneten

Beim Elektromagneten — und mit gewissen Einschränkungen auch beim Dauermagneten — unterscheidet man vier Konstruktionselemente: a) Polschuh, b) Polkern, c) Spule, d) Joch. Die zweckentsprechende Konstruktion dieser vier Elemente ist maßgebend für die Qualität eines Magneten. Bei Dauermagneten ist die Spule insofern wichtig, als sie zum Auf- bzw. Entmagnetisieren der Polkerne dient.

L. DREYFUS [2] veröffentlichte im Jahre 1935 die Berechnungsgrundlagen für den großen Elektro-

magneten von Uppsala in Schweden; der Magnet wiegt insgesamt 37 t. Der genannte Autor setzt seiner Arbeit Kegelstutz-Polschuhe mit einem halben Öffnungswinkel von 60° am Scheitelpunkt der Kugelmantelflächen voraus; die Abb. 1 möge die Verhältnisse im Luftspalt und am Polschuh deutlich machen. Ferner nimmt L. DREYFUS an, daß die Erzeuger der Kegelmäntel beider Polschuhe sich im Mittelpunkt des Luftspaltes schneiden. Bei Elektromagneten für Laboratoriumszwecke werden bei dieser Dimensionierung der Polschuhe erfahrungsgemäß die höchsten Feldstärken im Luftspalt erzielt. Die Rechnungen von L. DREYFUS wurden von H. LANGE und P. PÜTTER in einer früheren Arbeit [3] auf die Konstruktion eines kleineren Topf-Elektromagneten mit etwa 2500 kg Gewicht übertragen. Ein weiterer Bericht [4] behandelt die technische Ausführung und Leistungsfähigkeit dieses Magneten.

Es sollen nun die vier Konstruktionselemente des Bau eines Elektromagneten kurz besprochen werden.

a) Der *Polschuh* hat die Aufgabe, den magnetischen Fluß des Luftspaltes in den Polkernen zu leiten. Da die Eigenschaften des Luftspaltfeldes weitgehend vom Material und der Gestalt der Polschuhe abhängen, sind die ersten Berechnungen über den Einfluß der Polschuhformgebung stammen von J. STEFAN [5]; entsprechende Rechnungen finden sich in dem Buche von L. F. BATES „Modern Magnetism“ [6]. Die Aufnahme und Verteilung des Flusses durch den Polschuh darf erst dann erfolgen, daß die Induktion des Polschuhmaterials auf genügend tiefe Werte gesunken ist, bevor der Fluß aus dem Polschuh in den Polkern übertritt. Der Polschuh ist somit ein wichtiges Konstruktionselement für einen Elektromagneten.

b) Der *Polkern* ist Träger der Erregerspulen, nimmt den Fluß des Polschuhs auf und leitet ihn weiter zum Joch. Zur Erzielung von Höchstfeldstärken muß der Polkern in der Lage sein, den seitlich eintretenden Streufluß aufzunehmen und an das Joch weiterzugeben, ohne daß die Maximalpermeabilität überschritten wird. Nach den bisher gemachten Erfahrungen sind kurze konische Polkerne mit einem halben Öffnungswinkel von etwa 45° am günstigsten. Magnete, mit denen hohe Feldstärken erzielt werden sollen. Bei zylindrischen Polkernen kann der seitlich eintretende Streufluß bei hohen Feldstärken in die Sättigung der Polkerne in der Nähe des Joches wirken, die mit einem starken Abfall der Induktion in Richtung zu den Polschuhen verbunden ist; Magnet arbeitet dann unwirtschaftlich, weil die magnetischen Erregung aufgewandte Amperewindungszahl mehr als wünschenswert im Eisenweg verbraucht wird und damit dem Luftspalt verlorengeht.

Bei einem Elektromagneten für Laborzwecke wird man die kostspielige Forderung konischer Polkerne nach Möglichkeit fallen lassen. Man kann jedoch eine Verbesserung, d.h. eine Erhöhung der Feldstärke im Luftspalt in mittleren Feldbereichen dadurch erzielen, daß man nicht nur für die Polschuhe, sondern auch für die Polkerne Eisen-Kobalt-Legierungen wählt, worauf bereits H. LANGE in einer früheren Arbeit [7] hingewiesen hat. Die Herstellung derartiger Legierungen macht heute keine Schwierigkeiten mehr. Bei den Polkernen liegt der Vorteil des Eisen-Kobalts nicht allein in dem hohen Sättigungswert der Magnete,

ung, sondern auch in der beim Vergleich mit
co-Eisen viel höheren Induktion des Eisen-Kobalts
feldstärkebereichen zwischen 10 und 300 Oe.

c) *Spule* und Polkern bedingen einander. Der
Querschnitt der Spule ergibt sich aus der gewählten
Dichte und Wicklungsart. Damit hängt aber
die Spulenkühlung, d.h. die Abführung der in
Spule erzeugten Stromwärme, eng zusammen.

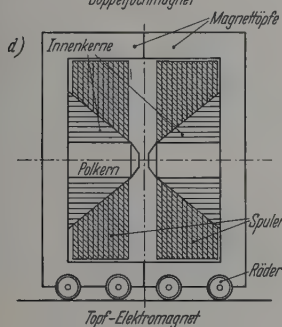
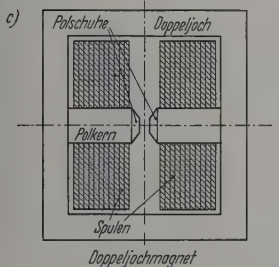
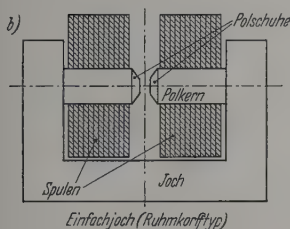
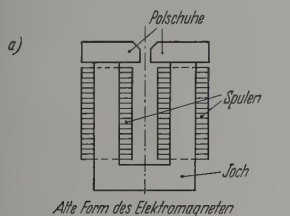


Abb. 2 a—d. Verschiedene Konstruktionstypen von Elektromagneten für Laborzwecke

Durchflutung des Spulenquerschnittes soll mög-
lichst mit 5 bis 10 A pro mm² erfolgen [3]; eine höhere
Belastung der Spulen bedingt eine erhebliche Energie-
verschwendung ohne nennenswerte Erhöhung der
Feldstärke, niedrigere Belastung erfordert eine Ver-
vielfachung des Magnetgewichtes ebenfalls ohne eine
erhebliche Verbesserung der Feldstärke im Luftspalt.
Um erhöhen sich dementsprechend die Kosten für
den Bau eines Magneten. Wichtig ist weiterhin das
Kühlmittel. Mit den Eigenschaften verschiedener
Kühlmittel und der Wärmeableitung in der Spule

befaßt sich ausführlich die schon oben erwähnte
Arbeit von H. LANGE und P. ST. PÜTTER [3]. Als
Kühlmittel kommen in Frage: Luft, Öl oder Wasser.
Näherungsweise vorgenommene Abschätzungen über
die aus einem Spulensystem abzuführende gesamte
Leistung zeigen, daß reine Luftkühlung für das
Spulensystem eines Elektromagneten nicht ausrei-
chend sein kann. Bei der Ölkühlung ist nachteilig,
daß zusätzliche Apparate wie ein Wärmeaustauscher
zum Kühlen des Öls und eine Ölpumpe notwendig
werden und damit die Gesamtkosten für die Magnet-
aufstellung und den Betrieb erhöhen. Allgemein
dürfte sich in jüngster Zeit das Wasser als Kühlmittel
für Labormagnete durchgesetzt haben; so auch bei
den Magnetkonstruktionen von F. BITTER und F. EVE-
RETT REED [8] und den Elektromagneten der ameri-
kanischen Firma Varian (für Kernresonanz- und
Elektronenresonanzspektrometer).

d) Das Joch soll nach Möglichkeit den magnetischen
Fluß vom Luftspalt über Polschuh und -kern ohne
große Verluste an Amperewindungen wieder in den
Luftspalt zurückleiten. Dazu ist notwendig, daß der
Jochquerschnitt groß genug gewählt wird. Man for-
dert empirisch, daß der Jochquerschnitt an seiner
engsten Stelle mindestens 1,5mal so groß wie der
Querschnitt der Polkernbasis sein soll. Die Joch-
form ist damit nicht festgelegt. Im Laufe der Zeit
sind die verschiedensten Jochformen praktisch ver-
wirklicht worden.

Es ist eine bekannte Erfahrungstatsache, daß die
Feldstärke im Luftspalt bei gleicher Amperewindungs-
zahl, gleicher Länge des Eisenweges und gleichen
Luftspaltverhältnissen um so größer ist, je näher die
Spulen an den Luftspalt herangerückt sind. Alte
Magnete haben häufig die in Abb. 2a skizzierte
Form, die zwischen den Schenkeln des Joches ein
großes Streufeld ergibt und in jedem Falle sehr un-
wirtschaftlich arbeitet. Der moderne offene Magnet
für Laborzwecke hat die Gestalt 2b oder 2c (Einfach-

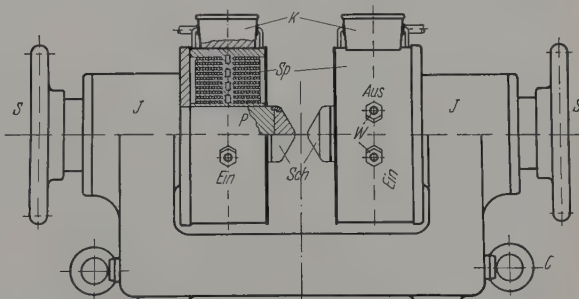


Abb. 3. Konstruktionsskizze des Elektromagneten. J Joch, S Spindel, Sch Polschuh, W Wasserkühlung, P Polkern, Sp Spule, K Klemmbrett, C Transportöse

oder Doppeljoch). Konische Polkerne haben erst-
malig H. BOAS und TH. PEDERZANI [9] eingeführt.
Bei dem von ihnen gebauten Magneten liegen die
Spulen aber so dicht am Luftspalt, daß es schwierig
ist, Meßvorrichtungen im Luftspaltfeld unterzubringen.
Wenn auch nach der Forderung von L. DREYFUS
eine Abschrägung der Polkerne von 45° die beste
ist, so bedingt doch die Unterbringung der Erreger-
spulen bei kleineren Magnettypen die Wahl eines
kleineren Winkels. Der von H. LANGE konstruierte
Topf-Elektromagnet [4] hat die in Abb. 2d gezeigte

Form mit 35°-Polkernabschrägung. Der Topfmagnet bietet den Vorteil, daß außerhalb des Doppeltopfes kein magnetisches Feld herrscht und nach Auseinanderschoben der Töpfe der Luftspaltraum bequem zugänglich ist; auch bieten sich gute Einbaumög-

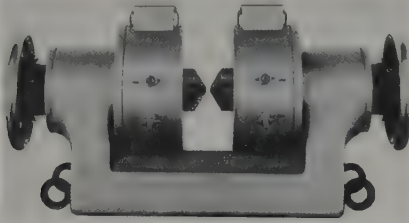


Abb. 4. Ansicht des Elektromagneten (Ruhmkorff-Typ)

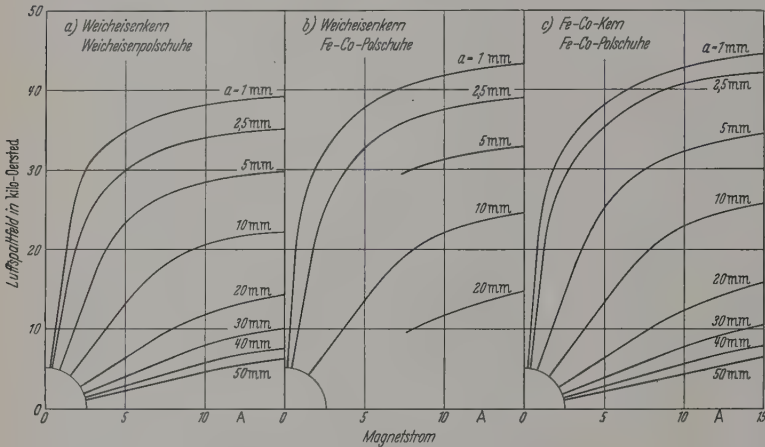


Abb. 5a—c. Luftspaltfeld als Funktion der erregenden Stromstärke in Ampere

lichkeiten für umfangreiche Meßapparaturen. Das hier Gesagte gilt ebenfalls für den Dauermagneten in Topfform.

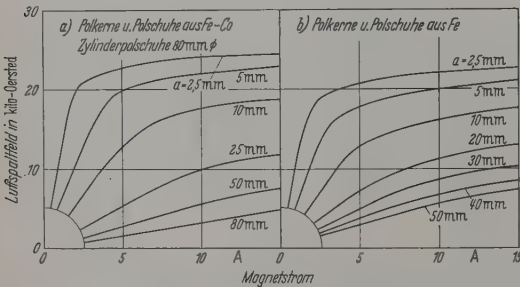


Abb. 6a u. b. Luftspaltfeld in Kilo-Oersted als Funktion der erregenden Stromstärke in Ampere

2. Ein Elektromagnet in offener Bauweise für hohe Feldstärken

Der Elektromagnet besitzt ein Joch (J) aus hochwertigem Dynamoguß; die Abb. 3 möge mit einer Konstruktionsskizze die Verhältnisse deutlich machen. Zwei Polkerne (P) aus weichem Eisen oder aus Eisen-Kobalt lassen sich durch zwei Spindeln (S) verstellen. Die beiden Spulen (Sp) sind an dem Joch befestigt. Die beiden Polkerne können unabhängig voneinander

im Bereich von 0—90 mm bewegt werden; die Polschuhe (Sch) sind auswechselbar und werden durch Überwurfringe auf die Polkerne aufgeschraubt. Abb. 4 bringt eine Photographie des Magneten.

Die elektrischen Anschlüsse befinden sich auf abdeckbaren Klemmbrettern (K). Der Magnet ist zum Betrieb mit nichtpulsierendem Gleichstrom auf etwa 220 V bestimmt. Er kann maximal 20 A aufnehmen und wird dann mit 44000 AW erregt. Die technischen Daten des Elektromagneten sind in Tabelle 1 zusammengestellt.

Die Abb. 5a—c zeigen die Luftspaltfeldstärke in Kilo-Oersted als Funktion der erregenden Stromstärke in Ampere zuerst für den Magneten mit Weicheisenkernen und Polschuhen aus Weicheisen (5a), dann für den Fall, daß dem Magneten mit Weicheisenkernen Polschuhe aus Eisen-Kobalt aufgeschraubt

sind (5b) und schließlich die Sondereausführung des Magneten mit Polkernen und Polschuhen aus Eisen-Kobalt (5c); der Durchmesser der Polschuhstirnfläche beträgt 10 mm (Kegelstutz-Polschuh nach Abb. 1), die Luftspaltbreite a in mm ist Parameter. Die Abb. 6a u. b bringen einen Vergleich für Zylinder-Polschuhe von 80 mm Ø zwischen Magneten mit Weicheisen-Polkernen und -Polschuhen und Polkernen und -Polschuhen aus Eisen-Kobalt. Die Kurven zeigen deutlich, daß durch Polkerne und Polschuhe aus Eisen-Kobalt eine weitgehende Erhöhung der Luftspaltfeldstärke bei kleinen und mittleren

Luftspaltbreiten erzielt werden kann. Abb. 7 zeigt die Luftspaltfeldstärke als Funktion der Luftspaltbreite in mm für Eisen-Kobalt-Kerne und -Polschuhe bei 15 A; verschiedene Durchmesser der Polschuhstirnfläche sind Parameter. Auf Grund der besonderen Induktionsverhältnisse des Eisen-Kobalt-Materials kommt es zu Überschneidungen der einzelnen Kurven.

Tabelle 1. Technische Daten des Elektromagneten (Ruhmkorff-Typ) für hohe Feldstärken

| |
|---|
| Gesamtwindungszahl: $n = 2200$ |
| Spulenwiderstand in Reihenschaltung: etwa 11 Ω |
| Maximale Strombelastung: 20 A |
| Gesamterregung: 44000 AW |
| Maximale Leistungsaufnahme: 4,5 kW |
| Polkerndurchmesser: 100 mm \varnothing |
| Polabstand: 0—90 mm |
| Gesamtlänge: 880 mm |
| Gesamthöhe: 380 mm |
| Gewicht: etwa 225 kg |
| Kühlwasserdurchsatz: 1 m ³ /h |

Für die Erregerspulen wurde ein neues Kühlsystem zur Anwendung gebracht, das die ringförmigen Kühlrippen zwischen je zwei Wicklungslagen gleichzeitig als Dämpferwicklung verwendet. Der Vorschlag für dieses Kühlsystem stammt von P. ST. PÜTER. Auf diese Weise schützen die Kühlrippen die Spulen bei unbeabsichtigtem Abschalten des Magneten und Vollausschlag vor Überspannungen. Jede Spule hat zw

stimmte Wicklungen, die miteinander verbunden sind. Zwischen diesen beiden Spulenteilen befindet sich ein labyrinthartiges Durchflußsystem, das Abb. 8 anschaulich möge. Die beiden Spulen können entweder hintereinander oder parallel geschaltet werden. Der Wasserdurchsatz soll bei voller Belastung der beiden Spulen zusammen etwa $1 \text{ m}^3/\text{h}$ betragen.

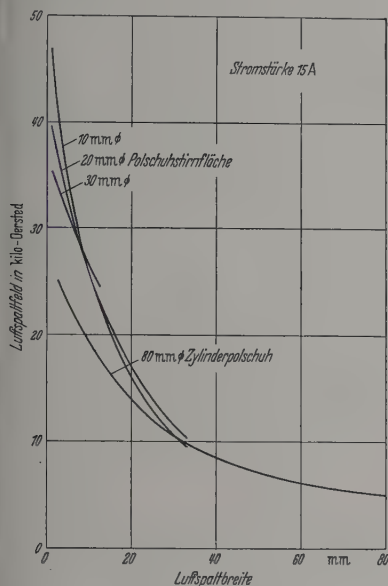


Abb. 7. Luftspaltfeld in Kilo-Oersted als Funktion der Luftspaltbreite in Millimeter. Der Magnetstrom von 15 A und die Polschuhstirnfläche sind Parameter

Die Polkerne besitzen einen Durchmesser von 120 mm; das Joch ist jedoch so konstruiert, daß die Polkerne auf 120 mm \varnothing vergrößert werden können;

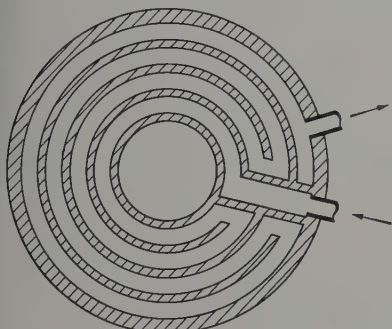


Abb. 8. Skizze des labyrinthartigen Kühlsystems

falls läßt sich jede Spule noch um etwa 3 cm vergrößern und damit die AW-Zahl erhöhen. Dadurch ist eine weitere Steigerung der Maximalfeldstärke des Luftspalts auf etwa 50000 Oe möglich sein.

Ein Dauermagnet in Topfform mit Vakuumkammer

Wie schon in der Einleitung bemerkt wurde, läßt sich bei Messungen der paramagnetischen und diamagnetischen Suszeptibilität in Abhängigkeit von der Temperatur mit Vorteil ein Dauermagnet einsetzen. In einem inhomogenen Magnetfeld auftretenden

Kräfte sind bei para- und diamagnetischen Stoffen um viele Größenordnungen kleiner als bei ferromagnetischen Stoffen. Konstante Felder sind die erste Voraussetzung, um mit Erfolg Messungen an para- und besonders an diamagnetischen Stoffen durchführen zu können. Zur Erzeugung konstanter Felder ist ein Dauermagnet seiner Natur nach besser geeignet als ein Elektromagnet gleicher Dimensionierung. Ein zusätzlicher Vorteil bei Verwendung eines Dauermagneten ist, daß dieser nach dem einmaligen Aufmagnetisieren keine weitere Energie zur Aufrechterhaltung seines Feldes benötigt. Allerdings ist durch

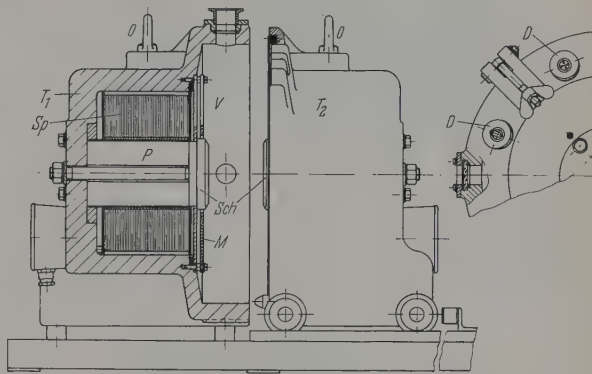


Abb. 9. Konstruktionsskizze des Dauermagneten in Topfform mit Vakuumkammer. T_1 Magnettopf, Sp Spule, V evakuierbarer Raum, M Montierplatte, P Polkerne (aus Scheiben zusammengesetzt), Sch Polschuh, D Wasser- oder Stromdurchführung, O Transportöse

die scheinbare Remanenz des verwandten Polkernwerkstoffes im vorgegebenen magnetischen Kreis (Arbeitspunkt auf der voll ausgesteuerten Hystereseschleife) eine obere Grenze für das Luftspaltfeld gesetzt. Auch bereitet die Herstellung großer Dauermagnet-Werkstoffteile wie Polkerne nicht zu übersehenden Schwierigkeiten. Das meist spröde Material läßt sich nicht abdrehen, sondern nur schleifen; Löcherbohren ist praktisch unmöglich. Daher lag der Gedanke nahe, einen Polkern aus Scheiben zusammenzusetzen. Bei Lochscheiben eines hochwertigen Magnetwerkstoffes läßt sich schon aus der Schmelze durch Stengelkristallisation eine kristallographische Vorzugsrichtung erzielen; eine zusätzliche Glühung oberhalb des Curiepunktes und anschließende Abkühlung in einem Magnetfeld liefert einen vorzüglichen Dauermagnet-Werkstoff für Polkerne. Auf diese Weise wurden für den hier beschriebenen Dauermagneten die Polkerne aus je fünf Scheiben zusammengekittet und in einen Messingbehälter eingepaßt.

Die Abb. 9 vermittelt durch eine Skizze die Konstruktion des Dauermagneten. Der Dauermagnet besteht aus zwei Töpfen; der eine Topf (T_1) ist fest, der andere (T_2) beweglich auf einem Rahmen montiert. Über die Polkerne (P) sind je zwei Spulen (Sp) geschoben. Ein definierter Stromstoß von etwa 30 A und 1 bis 2 sec Dauer wird über ein Potentiometer erzeugt und ermöglicht so die Aufmagnetisierung bis zur Sättigung der Polkerne. Das Potentiometer kann dabei sehr stark überbelastet werden; seine Anschaffung verursacht keine großen Kosten. Allgemein wählt man die Spulendimensionierung so, daß die erregende Feldstärke das fünf- bis siebenfache der

Koerzitivkraft des Polkernmaterials beträgt. Sind die Polkerne einmal in einer bestimmten Richtung aufmagnetisiert, dann kommt man bei erneuter Magnetisierung bis zur Sättigung mit einer etwas geringeren magnetischen Erregung aus. Ein ebenso definierter Stromstoß entgegen der Aufmagnetisierungsrichtung bewirkt die Entmagnetisierung der Polkerne; danach

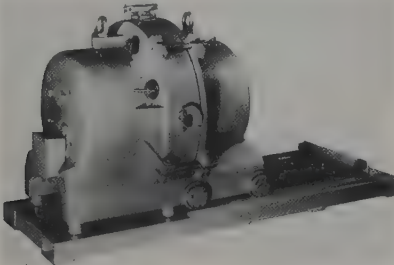


Abb. 10. Ansicht des geschlossenen Dauermagneten

lassen sich die Töpfe leicht voneinander trennen, so daß der Luftspaltraum bequem zugänglich ist. Man sollte jedoch die Polkerne niemals, wenn die Feldrichtung einmal festgelegt ist, bis zur Sättigung

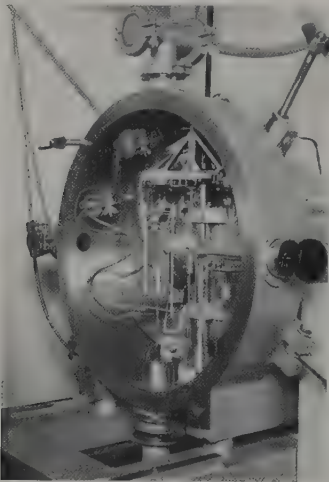


Abb. 11. Feststehender Magnettopf mit eingebauter magnetischer Waage für paramagnetische Messungen

ummagnetisieren; denn die vollständige Ummagnetisierung der Polkerne erfordert höhere Feldstärken als die siebenfache Koerzitivkraft. Meist ist es zweckmäßig, bei einem Dauermagneten in der hier beschriebenen Weise zu arbeiten. Niedrigere Feldstärken als die maximale lassen sich durch Anlegen eines Gegenfeldes herstellen. Zur Stabilisierung des Feldes empfiehlt es sich, hiernach ein geringes Zusatzfeld durch die beiden Spulen in ursprünglicher Richtung anzulegen. Eine Präzisionsregelung des Luftspaltfeldes (bei höherer Konstanz als 0,01%) kann ebenfalls mit Hilfe der Spulen erfolgen.

Die gewünschte Polschuhform wird jeweils aufgeschraubt. Für Suszeptibilitätsmessungen werden die Polschuhe so gestaltet, daß das Produkt aus Feldstärke und Feldstärkengradient in einer vorgegebenen Richtung konstant ist, weil diese Größe in die Be-

rechnung der Suszeptibilität eingeht; auf diese Weise vereinfacht sich auch die Justierung der Proben im Luftspaltfeld [10].

Bei Suszeptibilitätsmessungen in hohen Temperaturbereichen [11] müssen die Metallproben vor Verändern geschützt werden. Daher ist der Luftspalt (V) in Abb. 9) als Vakuumkammer gebaut; die Spulen liegen hinter Abdichtplatten außerhalb des Vakuumraumes. Das erzielbare Vakuum liegt bei 10^{-3} bis 10^{-4} Torr für Raumtemperatur ganz hohen Temperaturbereichen, ab 1200°C , ist Eisenlegierungen ein Evakuieren nicht mehr ratsam, weil der Dampfdruck der Proben dieselbe Größenordnung annimmt wie das erreichbare Vakuum.

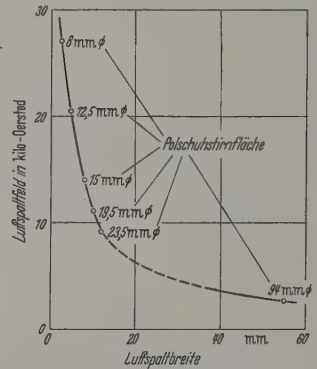


Abb. 12. Das Luftspaltfeld des Dauermagneten in Kilo-Oersted Funktion der Luftspaltbreite in Millimeter (Polschuhform nach Abb. 1)

daß das Verdampfen der Metallproben während sich über längere Zeit erstreckenden Messung stört und die Meßresultate verfälscht. Man kann dann nur mit Schutzgas in geringem Überdruck arbeiten, wie die Erfahrung lehrt. Daher wurde der Dauermagnet so gebaut, daß er sich zur Erzeugung von Überdruck verriegeln läßt. Die Verriegelung notwendig, weil die Erzeugung von Überdruck bei hohen Ofentemperaturen vor dem Aufmagnetisieren möglich sein muß, wie z. B. bei der Ermittlung des paramagnetischen Verhaltens von Legierungen, die bei tiefen Temperaturen ferromagnetisch sind. Ein Montierplatte (M) im feststehenden Topf erlaubt den Einbau der Meßeinrichtungen. Vakuumdichte Strom- und Wasserdurchführungen ermöglichen die Ofenheizung und Kühlung im Luftspaltfeld. Mit einer

Tabelle 2. Technische Daten des Dauermagneten

| |
|--|
| Gesamtwindungszahl: $n = 3500$ |
| Spulenwiderstand in Reihenschaltung: etwa $11\ \Omega$ |
| Kurzfristiger Strombedarf zur Magnetisierung: 20–35 A |
| Kurzfristige maximale Leistungsaufnahme: etwa 14 kW |
| Polkerndurchmesser: 100 mm \varnothing |
| Polabstand: 0 bis 55 mm |
| Topfdurchmesser: 460 mm \varnothing |
| Gesamtlänge: 1100 mm |
| Gewicht: 350 kg |

Ofen aus einer Pt 10 Rh-Wicklung können Temperaturen bis zu 1500°C erreicht werden. Die Abb. 11 bringt eine Photographie des geschlossenen Dauermagneten. Abb. 11 möge veranschaulichen, wie sich eine magnetische Waage für Suszeptibilitätsmessung in den Luftspalt einbauen läßt.

Die Abb. 12 zeigt das Luftspaltfeld des Dauermagneten in Kilo-Oersted bei Sättigung in Abhängigkeit von der Luftspaltbreite in mm bei Kegelstützschuhen aus Eisen-Kobalt in der in Abb. 1 angegebenen Gestalt. Die Tabelle 2 bringt die technischen Daten für den Dauermagneten.

Zusammenfassung

In der hier vorgelegten Arbeit wurden nach einigen allgemeinen Betrachtungen über die Konstruktionsmerkmale für den Bau von Laboratoriumsmagneten in den letzten Jahren gebaute Magnete beschrieben und ihre Leistungsfähigkeit aufgezeigt.

Ein offener Elektromagnet (Ruhmkorff-Typ) von 225 kg Gewicht wird bei etwa 15 A mit einer magnetischen Spannung bis zu 33000 AW erregt und liefert bei Verwendung von Polkernen und Polschuhen aus Eisen-Kobalt (36% Co) bei 1 mm Luftspalt und einem Ø der Polschuhstirnfläche ein Feld von 90 Oe.

Ein Dauermagnet von 350 kg Gewicht in Topfform, dessen Luftspalt als Vakuumkammer ausgebaut ist, liefert bei 2,5 mm Luftspalt und Eisen-

Kobalt-Polschuhen bei 8 mm Ø der Polschuhstirnfläche ein Feld von etwa 27000 Oe.

Die Entwicklung der beschriebenen Magnete wurde mit Hilfe des Ministeriums für Wirtschaft und Verkehr des Landes Nordrhein-Westfalen ermöglicht. Unser aufrichtiger Dank gebührt dem Herrn Minister für Wirtschaft und Verkehr für die großzügige finanzielle Unterstützung.

Literatur: [1] LANGE, H., u. H. FRANSSEN: Mitt. KWI Eisenforsch. Düsseldorf 24, 139 (1942). — [2] DREYFUS, L.: Elektrotechn. u. Maschinenbau 53, 205 (1935). — [3] LANGE, H., u. P. ST. PÜTTER: Forschungsberichte des Wirtschafts- und Verkehrsministeriums Nordrhein-Westfalen Nr. 107. 1955. — [4] LANGE, H., u. R. KOHLHAAS: Forschungsberichte des Wirtschafts- und Verkehrsministeriums Nr. 662. In Vorbereitung. — [5] STEFAN, J.: Ann. d. Phys. 38, 440 (1889). — [6] BATES, L. F.: Modern Magnetism. Cambridge: Cambridge University Press 1951. — [7] LANGE, H.: Phys. Z. 38, 384 (1937). — [8] BITTER, F., and EVERETT REED: Rev. sci. Instr. 22, 171 (1951). — [9] BOAS, H., u. TH. PEDERZANI: Z. Physik 19, 351 (1923). — [10] SCHMIEDEL, W.: Diss. Universität Köln 1953. — [11] LANGE, H., u. R. KOHLHAAS: Forschungsberichte des Wirtschafts- und Verkehrsministeriums Nordrhein-Westfalen Nr. 439. 1958.

Prof. Dr. HEINRICH LANGE, Dr. RUDOLF KOHLHAAS
Institut für theoretische Physik der Universität Köln
Abteilung für Metallphysik

Zur Theorie der reversiblen elektrischen Heizung

Von R. DAHLBERG

Mit 5 Textabbildungen

(Eingegangen am 4. Juli 1958)

In einer früheren Arbeit [1] wurde die thermoelektrische Kühlung behandelt und die Abhängigkeit der Kühltemperatur von der Betriebsspannung und der thermischen Belastung der Kühlstelle im stationären Zustand angegeben. Technisch nicht weniger interessant als die thermoelektrische Kühlung dürfte das Thermoelement aber auch als Wärmepumpe zur reversiblen Heizung werden. Die Verhältnisse liegen bei der Heizung sogar insofern noch günstiger, als die gewendete elektrische Energie im Sinne einer Vergrößerung der „Heizleistung“ des Thermoelementes ausgenutzt werden kann.

ALTENKIRCH [2] hat die reversible elektrische Heizung ebenso wie die thermoelektrische Kühlung bereits 1911 behandelt. Da er sich aber auch bei der reversiblen Heizung nur auf die optimalen Verhältnisse beschränkt, ist es nützlich, einmal die allgemeine Abhängigkeit der Heiztemperatur von der Betriebsspannung und der Wärmeabgabe der Heizstelle unter gewissen Voraussetzungen zu berechnen.

Thermoelektrische Heizung

I. Das einzelne Thermoelement

Es werden folgende Abkürzungen verwendet:
konstant gehaltene Ausgangstemperatur;
Heiztemperatur im stat. Zustand ($T_h \geq T_0$);
bei T_0 reversibel aufgenommene Wärme;
bei T_h abgegebene Wärme (Heizleistung);

$R = R_I + R_{II}$ elektrischer Widerstand der beiden Schenkel I und II des Thermoelementes;

$W = \frac{1}{\frac{1}{W_I} + \frac{1}{W_{II}}}$ Wärmewiderstand der beiden Schenkel I und II des Thermoelementes;

R' elektrischer Kontaktwiderstand in den Kontaktstellen des Thermoelementes;

$\varepsilon = \frac{\varepsilon_h + \varepsilon_0}{2}$ mittlere differentielle Thermokraft des verwendeten Thermopaars;

U_a an das Thermoelement angelegte Spannung (Betriebsspannung);

$r = \frac{U_a}{I_h} \approx \frac{U_a}{\varepsilon T_h}$ Verhältnis von Betriebsspannung zur Peltier-Spannung bei T_h ;

$L_{I,II} = \frac{\lambda_{I,II}}{\kappa_{I,II} \cdot T}$ Lorenz-Zahlen der Schenkelmaterialien I und II;

$A = \frac{\varepsilon^2}{(|L_I| + |L_{II}|)^2}$ Arbeitsfaktor des verwendeten Thermopaars.

Die Energiebilanz bei der thermoelektrischen Heizung ist:

$$Q_h = Q_{\text{rev}} + Q_{EL}. \quad (1)$$

Die zur Heizung abgegebene Wärme Q_h ist gleich der bei T_0 reversibel (von außen) aufgenommenen Wärme vermehrt um die gesamte aufgewendete elektrische

Energie Q_{EL} . Im stationären Zustand, unter der Annahme linearer Verhältnisse, kann man für diese Heizleistung auch schreiben:

$$Q_h = \Pi_h I + \frac{1}{2} I^2 R + \frac{1}{2} I^2 R' + I \varepsilon (T_h - T_0) - \frac{T_h - T_0}{\Pi} \quad (2)$$

Beachtet man, daß

$$\Pi_h I = \Pi_0 I + I \varepsilon (T_h - T_0) \quad (3)$$

und

$$I = \frac{U_a - \varepsilon (T_h - T_0)}{R + R'} \quad (4)$$

ist, dann wird nach einigen Umformungen aus Gl. (2)

$$Q_h = \frac{\varepsilon^2 T_0^2}{2(R + R')} \frac{A' + 1}{A'} - \frac{\varepsilon^2 T_h^2}{2(R + R')} \frac{A' + 1}{A'} + \left\{ \begin{aligned} &+ \frac{1}{2} \frac{r^2 \varepsilon^2 T_h^2}{R + R'} + \frac{r \varepsilon^2 T_h T_0}{R + R'} \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

Dabei ist wieder

$$A' = A \frac{R}{R + R'} \quad (6)$$

der durch den elektrischen Kontaktwiderstand R' scheinbar verkleinerte Arbeitsfaktor A' als Parameter. Es ist ein Thermopaar.

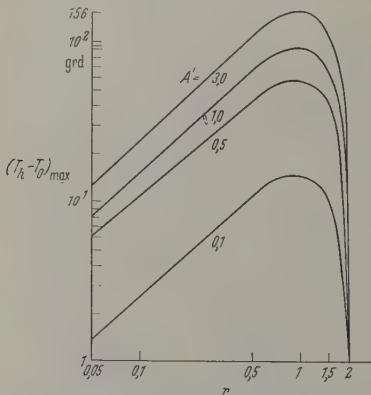


Abb. 1. Kritische Heiztemperaturdifferenz $(T_h - T_0)_{\max}$ als Funktion von $r = U_a / \varepsilon T_h$ mit dem effektiven Arbeitsfaktor A' als Parameter. Es ist eine Heiztemperatur von 40°C angenommen

Eine „kritische Temperaturdifferenz“ wird erreicht, wenn $Q_h = Q_{EL}$ wird, wenn also bei T_0 keine Wärme mehr von außen aufgenommen werden kann. Dann ist (vgl. [1], Gl. (13)):

$$(T_h - T_0)_{\max} = T_h \left(1 - \sqrt{\frac{1 + A'(r - 1)^2}{A' + 1}} \right) \leq T_h \left(1 - \sqrt{\frac{1}{A' + 1}} \right) \quad (7)$$

Die Heizstelle gibt bei der kritischen Temperaturdifferenz nach Gl. (1) nur noch die gesamte in das Thermolement hineingesteckte elektrische Energie als Wärme ab.

$(T_h - T_0)_{\max}$ ist die größte Temperaturdifferenz, bis zu der noch ein Heizleistungsgewinn gegenüber der

† Es wird die optimale Bemessung der Schenkel des Thermolementes vorausgesetzt, für die nach (9) von [1]

$$\frac{R_1}{R_{11}} = \sqrt{\frac{L_1}{L_{11}}}$$

ist, und (10) von [1] benutzt wird.

Jouleschen Heizung zu erzielen ist. Reversible elektrische Heizung ist nach Gl. (7) nur im Spannungsbereich möglich (vgl. (16) von [1]):

$$0 \leq U_a \leq 2 \varepsilon T_h.$$

Abb. 1 zeigt die kritische Temperaturdifferenz $(T_h - T_0)_{\max}$ als Funktion von $r = \frac{U_a}{\varepsilon T_h}$ mit A' als Parameter. Es ist $T_h = 313^\circ \text{K}$ angenommen.

Gibt die Heizstelle mehr Wärme ab als Q_{EL} , so muß an der Kontaktstelle mit der Temperatur T_0 ein Mehrbetrag an Wärme aufgenommen werden. Dies ist immer dann der Fall, wenn die stationäre Temperaturdifferenz kleiner ist als in Gl. (7). Dann ist allgemein

$$\left. \begin{aligned} T_h - T_0 &= T_h \left(1 - p \sqrt{\frac{1 + A'(r - 1)^2}{A' + 1}} \right) \\ 1 \leq p &\leq \sqrt{\frac{A' + 1}{1 + A'(r - 1)^2}} \end{aligned} \right\} \quad \text{mit}$$

Für die untere Grenze von p wird $T_h = T_0$ und von der Heizstelle abgegebene Wärme erreicht Maximum:

$$Q_{h\max} = \frac{\varepsilon^2 T_h^2}{2(R + R')} [1 - (r - 1)^2] + Q_{EL}.$$

Für endliche Temperaturdifferenzen ist die Heizleistung

$$Q_h = \frac{\varepsilon^2 T_h^2}{2(R + R')} \frac{(p^2 - 1) [1 + A'(r - 1)^2]}{A'} + Q_{EL}.$$

Durch Einführung des Verhältnisses

$$\beta = \frac{Q_{\text{rev}}}{(Q_{\text{rev}})_{\max}}$$

können wir den unbekannten Faktor p eliminieren. Das Verhältnis β vergleicht die bei T_0 reversibel angenommene Wärme Q_{rev} mit der größtmöglichen Annahme von reversibler Wärme $(Q_{\text{rev}})_{\max}$ bei verschwindender Temperaturdifferenz. Wir wollen β die relative Wärmeaufnahme bei T_0 nennen und in Prozent angeben¹.

Mit Hilfe von β kann man nach einigen einfachen Umformungen die Heiztemperatur und die Heizleistung des Thermolementes etwas anders schreiben:

$$T_h - T_0 = \sqrt{\frac{A' + 1}{\beta A' [1 - (r - 1)^2] + [1 + A'(r - 1)^2]}} \quad (8)$$

$$\left. \begin{aligned} Q_h &= \frac{\varepsilon^2 T_h^2}{2(R + R')} \left\{ \beta [1 - (r - 1)^2] + \right. \\ &\left. + 2 \left[r^2 - r \left(1 - \sqrt{\frac{\beta A' [1 - (r - 1)^2] + [1 + A'(r - 1)^2]}{A' + 1}} \right) \right] \right\} \quad (9) \end{aligned} \right\}$$

Die Gl.n (13) und (14) geben im Rahmen des Ansatzes den allgemeinen Zusammenhang zwischen der Betriebsspannung, der Heizleistung und der erreichten Heiztemperatur. Es ist damit möglich, für jedes beheizende System über die Betriebsspannung und die Heiztemperatur die von den speziellen Gegebenheiten des Systems abhängige Wärmeabgabe direkt zu messen. Bemessungsfragen und die Einhaltung d

¹ Die „relative Wärmeaufnahme“ β ist identisch mit dem „thermischen Belastungs“ β bei der thermoelektrischen Kühlung [1].

abzuleitenden optimalen Verhältnisse werden damit erleichtert.

Abb. 2 zeigt die Temperaturdifferenz $T_h - T_0$ als Funktion der relativen Wärmeaufnahme β mit $r = \frac{U_a}{\varepsilon T_h}$ als Parameter. Es ist $A' = 1,0$ und $T_h = 313^\circ \text{K}$ angenommen.

Abb. 3 gibt die Heizleistung als Funktion der mittleren differentiellen Thermospannung ε des Thermoelementes mit dem Gesamtwiderstand $R + R'$ als Parameter wieder. Es ist $r = \frac{U_a}{\varepsilon T_h} = 0,5$ und $T_h = 313^\circ \text{K}$ angenommen.

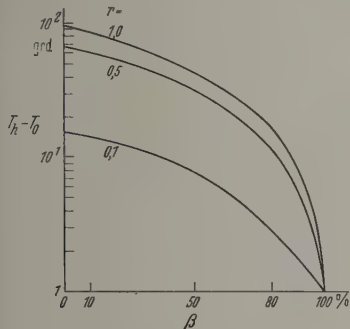


Abb. 2. Heiztemperaturdifferenz $T_h - T_0$ als Funktion der relativen Wärmeaufnahme β mit $r = U_a / \varepsilon T_h$ als Parameter. Es ist $A' = 1,0$ und $T_h = 40^\circ \text{C}$ angenommen

Ein Maß für die Wirtschaftlichkeit der thermoelektrischen Heizung gibt das Verhältnis h der Heizleistung zur aufgewendeten elektrischen Leistung:

$$\frac{Q_h}{Q_{LE}} = \left\{ \frac{\beta [1 - (r-1)^2]}{\beta A' [1 - (r-1)^2] + [1 + A'(r-1)^2]} \right\} + 1. \quad (15)$$

Da dieses Verhältnis angibt, um welchen Faktor die Heizleistung größer oder kleiner als die erforderliche elektrische Leistung ist, möge h der „Heizleistungsfaktor“ heißen. Für eine relative Wärmeaufnahme $\beta = 100\%$ (also verschwindende Temperaturdifferenz), wird h ein Maximum

$$h_{\max} = \frac{r+2}{2r}, \quad (16)$$

für kleine Spannungen beliebig groß werden kann. Man sieht außerdem, daß die thermoelektrische Heizung nur für $r < 2$, also $U_a < 2 \cdot T_h$, einen wirtschaftlichen Nutzen erbringen kann.

Der Heizleistungsfaktor hat auch für endliche Temperaturdifferenzen ein relatives Maximum, wenn die Betriebsspannung gerade folgende optimale Größe

$$U_{a_{\text{opt}}} = \varepsilon (T_h - T_0) \frac{1 + \sqrt{A' + 1}}{A'}. \quad (17)$$

Der Heizleistungsfaktor wird dann

$$h_m = \frac{T_h}{T_h - T_0} \frac{\sqrt{A' + 1} - \frac{T_0}{T_h}}{\sqrt{A' + 1} + 1}. \quad (18)$$

Abb. 4 zeigt den maximalen Heizleistungsfaktor h_m als Funktion der Temperaturdifferenz $T_h - T_0$ mit A' als Parameter. Es ist $T_h = 313^\circ \text{K}$ angenommen.

II. Die thermoelektrische Kaskade

Mit Hilfe von Kaskadenschaltungen, wie sie bereits bei der thermoelektrischen Kühlung beschrieben wurden [1], kann man größere Heiztemperaturen als mit einem einzelnen Thermoelement erzielen.

Kann man den Heizleistungsfaktor in jeder Stufe als gleich groß ansehen ($\varepsilon, r = \frac{U_a}{\varepsilon T_r}$ und A' konstant),

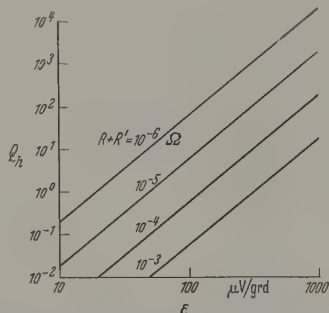


Abb. 3. Heizleistung Q_h in Watt als Funktion der mittleren differentiellen Thermospannung ε des Thermoelementes mit dem Gesamtwiderstand $R + R'$ als Parameter. Es ist $r = U_a / \varepsilon T_h = 0,5$, $\beta = 0,5$ und $T_h = 40^\circ \text{C}$ angenommen. Ferner ist $A' = 1,0$

dann ist die Heiztemperatur T_{h_n} einer n -stufigen Kaskade:

$$T_{h_n} = \left(\frac{A' + 1}{\beta A' [(1 - (r-1)^2) + [1 + A'(r-1)^2]]} \right)^{n/2}. \quad (19)$$

Der materielle Aufwand einer Kaskade zur Heizung ist ebenso groß wie bei der thermoelektrischen Kühlung [1].

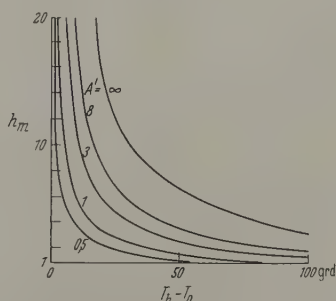


Abb. 4. Maximaler Heizleistungsfaktor h_m als Funktion der Temperaturdifferenz $T_h - T_0$ mit A' als Parameter. Es ist $T_h = 40^\circ \text{C}$ angenommen

Die Wirtschaftlichkeit einer n -stufigen Kaskade wird durch ihren Heizleistungsfaktor H wiedergegeben, der bei optimaler Bemessung der einzelnen Stufen im Sinne von Gl. (18) seinen Größtwert erreicht.

$$H_{\max} = \frac{1}{\left(\frac{T_0}{T_{h_n}} \right)^{1/n} \sqrt{A' + 1} - 1}^n. \quad (20)$$

Der maximale Heizleistungsfaktor kann also niemals kleiner als Eins werden.

Es läßt sich zeigen, daß eine Kaskade gegenüber einem einzelnen Thermoelement (bei gleichen Temperaturen) u.U. Vorteile bringt. Für größere Tempe-

raturdifferenzen kann das Verhältnis

$$\frac{H_{\max}}{H_m} > 1 \quad (21)$$

und damit $H_{\max} > h_m$ werden.

Läßt man die Stufenzahl n der Kaskade gegen unendlich konvergieren, dann erhält man als Heizleistungsfaktor der „idealen Kaskade“:

$$H_{\infty} = \frac{T_h^{\gamma}}{T_h^{\gamma} - T_0^{\gamma}} \quad \text{mit} \quad \gamma = \frac{\sqrt{A+1}+1}{\sqrt{A+1}-1} \quad (22)$$

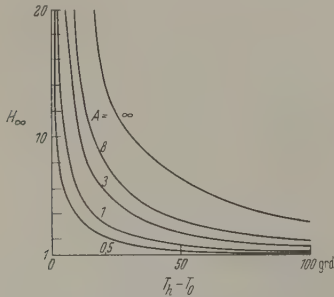


Abb. 5. Obere Grenze des Heizleistungsfaktors einer Kaskade als Funktion der Heiztemperatur T_h mit dem Arbeitsfaktor A als Parameter. Es ist $T_0 = 0^\circ \text{C}$ angenommen

Je größer A ist, um so mehr nähert sich γ dem Grenzwert 1, für den die Kaskade den Heizleistungsfaktor einer idealen thermodynamischen Wärmepumpe hätte.

Gl. (22) besagt außerdem, daß es für beliebige Temperaturdifferenzen und Arbeitsfaktoren mit Hilfe

einer Kaskade immer möglich ist, einen Gewinn, der Heizleistung gegenüber einer rein Jouleschen Heizung zu erzielen.

Abb. 5 gibt die theoretische obere Grenze des Heizleistungsfaktors als Funktion der Heiztemperatur T_h mit dem Arbeitsfaktor A als Parameter wieder. Es ist eine tiefere Temperatur $T_0 = 273^\circ \text{K}$ angenommen.

Zusammenfassung

Für den stationären Fall wird die allgemeine Abhängigkeit der Arbeitstemperaturdifferenz von der Betriebsspannung und der Wärmeabgabe an die Heizstelle berechnet. Es werden lineare Verhältnisse angenommen und der Thomson-Effekt sowie Kontaktwiderstände berücksichtigt. Mit Betriebsspannungen, die kleiner als die doppelte Peltier-Spannung bei der Heiztemperatur sind, läßt sich ein Gewinn bei der reversiblen Heizung mit einem einzelnen Thermoelement gegenüber der rein Jouleschen Heizung erzielen. Je kleiner die Arbeitstemperaturdifferenz ist, um so größer ist dieser Gewinn. Mit Hilfe von Kaskadenschaltungen lassen sich jedoch auch zwischen größeren Temperaturdifferenzen noch beachtliche Gewinne erzielen. Die heute zur Verfügung stehenden Thermopaare mit Arbeitsfaktoren $> 0,5$ machen die reversible Heizung mit Thermoelementen technisch interessant.

Literatur: [1] DAHLBERG, R.: Z. angew. Phys. 10, 3 (1958). — [2] ALTENKIRCH, E.: Phys. Z. 12, 920 (1911).

Dr. R. DAHLBERG,
München 13, Zentnerstr. 9

Eine neue Apparatur zur Messung der Wärmeleitfähigkeit von Metallen*

Von K. H. BODE und W. FRITZ

Mit 10 Textabbildungen

(Eingegangen am 23. Juli 1958)

1. Einleitung

Industrie und Forschung erhöhen bei Prüfanträgen an die Physikalisch-Technische Bundesanstalt zur Bestimmung der Wärmeleitfähigkeit von Metallen und Legierungen ständig ihre Genauigkeitswünsche. Die vorliegende Arbeit berichtet von einer neu entwickelten Apparatur für Temperaturen von 20 bis 100°C , die in einigen hundert Versuchen kritisch untersucht und erprobt worden ist¹. Die Ergebnisse zeigen, daß Versuchsanordnung und Meßweise den Wünschen nach erhöhter Genauigkeit entgegenkommen. Das Verfahren soll außerdem dazu dienen, die Wärmeleitfähigkeit von Standardproben genau zu bestimmen, mit deren Hilfe dann einfachere Apparaturen (Relativverfahren) kalibriert und kontrolliert werden können.

* Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt.

¹ Die Versuchseinrichtung und die Probekörper wurden von dem Oberwerkmeister R. JÜGEL sorgfältig hergestellt; an den Messungen und numerischen Rechnungen beteiligte sich Frau A. SIEGMUND regie und zuverlässig.

2. Versuchsverfahren

Als Probekörper dienen endlich lange, kreisrunde Zylinder mit einer äußeren Wärmequelle an einer ihrer Stirnflächen. Der Vorteil dieser Anordnung gegenüber dem bekannten Stabverfahren nach LEES und seinen zahlreichen Varianten besteht im wesentlichen darin, daß die geometrischen Größen und die Heizleistung genauer bestimmt werden können. Weiterhin fallen die Wärmeverluste infolge der größeren Wärmeströme weniger ins Gewicht.

Wird ein Kreiszyylinder im stationären Temperaturzustand von einem konstanten Wärmestrom W_0 in axialer Richtung durchflossen, so gilt unter der Voraussetzung, daß die Stirnflächen isotherme Flächen sind und daß der Mantel keine Wärme nach außen abgibt, die Gleichung

$$\lambda = W_0 \frac{l}{F \cdot (\theta_s - \theta_0)}$$

Dabei sind λ die Wärmeleitfähigkeit (im Meßgebiet temperaturunabhängig), F der Querschnitt des Probekörpers.

bers und $(\vartheta_3 - \vartheta_5)$ die Temperaturdifferenz in der Einrichtung längs der Meßstrecke l .

Gl. (1) gilt nur für einen kaum realisierbaren Idealfall. Wir haben versucht, diesem durch konstruktive und experimentelle Maßnahmen möglichst nahekommen. Für die Ermittlung der auch dann noch verbleibenden unvermeidlichen Abweichungen von dem Zustand wird in Abschnitt 5 das Temperaturfeld unter möglichst streng angepaßten Randbedingungen berechnet. Die Lösung führt zu einer theoretisch begründeten Darstellung der Korrektur, mit deren Hilfe der λ -Wert nach Gl. (1) zu berichtigen ist. Die Vertrauenswürdigkeit dieser Rechnung wird experimentell kontrolliert.

3. Versuchsanordnung (Abb. 1)

Probekörper. Der zylindrische Probekörper a hat einen Durchmesser von $2r_1 = 50$ mm und eine Höhe von $L = 70$ mm. Der Zylindermantel ist feingeschliffen und, wenn möglich, blank poliert; die Stirnflächen sind sorgfältig plangeschliffen. Um das Temperaturfeld längs des Zylinders messen zu können, führen wir radiale Bohrungen bis zur Zylinderachse (Abstand der Bohrungen $l = 55$ mm); sie sollen Thermoelemente aufnehmen (Temperaturmeßstellen ϑ_3 und ϑ_5). Der Durchmesser der Bohrungen beträgt normalerweise 1,2 mm; maximal 1,6 mm (vgl. Temperaturnessung).

Heizkörper. Sein Aufbau ist der Abb. 2 zu entnehmen. Zwei plangeschliffene Kupferscheiben von insgesamt 10 mm Dicke und 50 mm Durchmesser bilden den Heizdraht auf, der aus 0,5 mm starkem, isoliertem Chrom-Nickeldraht (Widerstand etwa 10Ω) besteht. Das verwendete Asbest war in reiner Form, ohne jedes Bindemittel um den Draht gewonnen worden, der in eingefräste Nuten des Bodens sitzt, einen guten thermischen Kontakt mit den Kupferteilen des Heizkörpers hat. — Dieses Vorgehen hat sich gut bewährt. Es sichert die erstrebte gleichmäßige Temperaturverteilung im Heizkörper, und der Heizdraht kann sich dank seines guten Wärmekontaktes nicht mehr so hoch überhitzen, wie es bei einer Isolation der Fall ist oder auch bei asbestumhülltem Draht handelsüblicher Art, wo durch Verpuffen des Bindemittels Hohlräume entstehen. Boden und Deckel der Heizung werden fest miteinander verschraubt. Der Wärmekontakt zwischen Probekörper und der Auflagefläche des Heizkörpers wird durch einen dünnen Ölfilm verbessert (Ansprengen). Die freien Oberflächen sind vernickelt und hochglanzpoliert.

Als Energiequelle dient eine Bleiakkulatorenanlage, die auch bei Stromentnahmen bis zu 4 Amp. eine gute Spannungs Konstanz über mehrere Stunden gewährleistet.

Die im Heizkörper erzeugte Leistung W wird gleichzeitig mit geeichten Präzisions-Zeigerinstrumenten Strom und Spannung bestimmt. In besonderen Fällen, wie z. B. bei der Untersuchung über die Wärmeabfuhr der Heizung, bestimmten wir die Heizleistung mittels eines Diesselhorstschen Kompensationsapparates.

Kühlkörper. Der Probekörper liegt mit seiner unteren Stirnfläche auf einer plangeschliffenen Kupferteile, die Teil eines wasserdurchströmten Kühlkörpers b , Abb. 1, ist. Das Kühlwasser wird einem

elektronisch geregelten Thermostaten entnommen; seine Temperatur kann wahlweise eingestellt werden. Der Wärmekontakt zwischen Probekörper und Kühlplatte wird gleichfalls durch einen Ölfilm verbessert.

Schutzheizung. Die im Heizkörper erzeugte Wärme soll möglichst verlustlos durch den Probekörper abfließen. Um einem Wärmeverlust nach oben zu begegnen, ist der freien Oberfläche des Heizkörpers eine

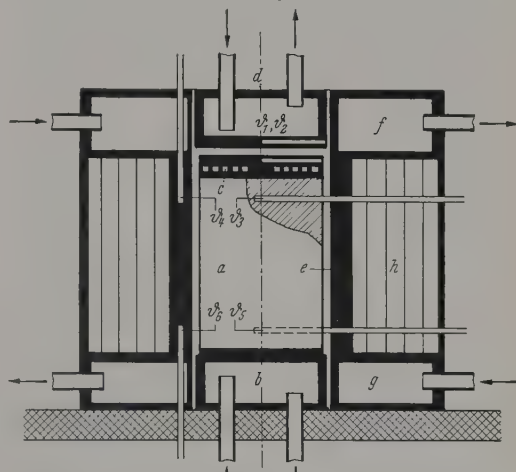


Abb. 1. Die Apparatur. a Probekörper, b Kühlkörper, c Heizung, d Schutzheizung, e Schutzrohr, f obere Ringheizung, g untere Ringheizung, h Aluminium-Folien, ϑ_1 bis ϑ_6 Meßstellen der Thermoelemente 1 bis 6, Pfeile: Wasser von bzw. zu den Thermostaten

Gegenheizung d , ähnlich gebaut wie der Kühlkörper, gegenübergestellt. Sie wird ebenfalls mit Wasser aus einem regelbaren Thermostaten temperiert, der so eingestellt wird, daß die Temperaturen an der Bodenfläche der Schutzheizung (ϑ_1) und des Heizkörperdeckels (ϑ_2) einander gleich sind. Ein Wärmeaustausch ist dann nicht mehr möglich.

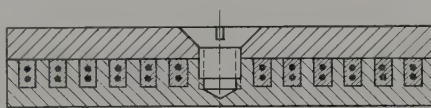


Abb. 2. Der Heizkörper. Boden und Deckel plangeschliffene Kupferplatten; Chromnickel-Draht mit Reinsbestimmungsspinning in Nuten

Schutzheizung und Heizkörper sind durch einen 2 mm breiten Luftspalt voneinander getrennt; die Distanz wird durch drei kleine Isolierstoffscheiben gewahrt. — Um den Wärmeabfluß durch die Strom- und Potentialdrähte der Heizung zu erschweren, sind diese mit gutem Wärmekontakt durch die Schutzheizung hindurch verlegt worden.

Schutzrohr. Nach dem bekannten Schutzringprinzip sollen mit Hilfe eines Schutzrohres (dickwandiges, vernickeltes Messingrohr, s. Abb. 1) Temperaturfeldverzerrungen im Probekörper verhindert werden. Kopf- und Fußende dieses Rohres, das den Probekörper mit 2 mm breitem Luftspalt coaxial umhüllt, werden durch ringförmig ausgebildete, wasserdurchströmte Kammern f und g beheizt. Ihre Temperaturen werden nach Möglichkeit so eingestellt, daß Probekörper und Schutzrohr gleiche Temperaturverteilung haben.

Ein System koaxial angeordneter Aluminiumfolien h erschwert einen radialen Wärmefluß im Schutzrohr nach außen.

Der obere Teil des Schutzrohres umschließt die Mantelfläche der Heizung. Hierdurch werden radiale Wärmeverluste klein gehalten; vgl. Abschnitt 4.

Schutzhaube. Die gesamte Apparatur ist auf eine isolierende Bodenplatte montiert und wird — in Abb. 1 nicht sichtbar — mit einer Schutzhaube bedeckt. Das System Kühlkörper–Probekörper–Heizung–Schutzheizung wird zur Sicherung der Wärmekontakte mit einer Druckfeder, deren Druck einstellbar ist, zusammengedrückt.

Temperaturmessung. Die Lage der Temperaturmeßstellen ϑ_1 bis ϑ_5 geht aus der Abb. 6 hervor. Als Temperaturfühler dienen Thermolemente, deren Thermospannungen mit einem Diesellothorstschen Kompensationsapparat gemessen werden. Wir benutzten bei unseren Messungen sowohl Eisen-Konstantan- als auch Kupfer-Konstantandrähte von 0,3; 0,2 und 0,1 mm Durchmesser. Um die Streuung der Meßwerte beurteilen zu können, machten wir unsere Untersuchungen mit drei verschiedenen Sätzen von Thermolementen. Sie waren zuvor mit geeichten Platin-Widerstands- oder Quecksilber-Normalthermometern kalibriert worden. Von Zeit zu Zeit wurde die Kalibrierung wiederholt. — Durch den Wechsel des Thermolementenmaterials wie der Drahtdurchmesser büßten wir nichts an Genauigkeit ein. Vielmehr wurde die Fehlergrenze durch diese Variation bestätigt und gesichert.

Die Thermolemente 1 und 2 befinden sich in Bohrungen innerhalb der Kupferscheiben von Heizkörperdeckel bzw. Schutzheizboden (s. Abb. 1); ihre Zuleitungsdrähte werden durch eine kleine Nute im Mantel der Schutzheizung nach außen geführt. — Besonders sorgfältig muß die Temperaturdifferenz $\vartheta_3 - \vartheta_5$ bestimmt werden. Zur guten Zentrierung der Lötstellen in den Bohrungen des Probekörpers umgaben wir hierzu die Lötstellen mit einem kurzen in die Bohrung gut passenden Metallrohr, gegen welches die Thermolementendrähte elektrisch mit Spulentränklack isoliert waren. Der Durchmesser der Bohrungen beträgt normalerweise 1,2 mm; er wurde in einer besonderen Versuchsreihe zwischen 0,5 und 1,6 mm variiert, um zu prüfen, ob er das Meßergebnis nennenswert beeinflussen kann. Diese Versuche zeigten, daß die Unterschiede zwischen den an einem Probekörper bei verschiedenem Durchmesser der Bohrungen erhaltenen Meßwerten kleiner sind als die gesamte Meßunsicherheit (vgl. Abschnitt 8), wenn die Thermolemente einwandfrei justiert sind. Die Temperaturdifferenz wurde bei unseren Versuchen sowohl durch Einzelbestimmung der Temperaturen ϑ_3 und ϑ_5 ermittelt, als auch mit Hilfe einer Differenzschaltung direkt gemessen. Als äußere untere Grenze der Temperaturdifferenz wurden aus Sicherheitsgründen auch bei den besten Wärmeleitern 5 grd nie unterschritten. Zur Kontrolle der Temperaturen im Schutzrohr dienen die Meßstellen ϑ_4 und ϑ_6 , die sich in gleicher Höhe wie ϑ_3 bzw. ϑ_5 in axialen Bohrungen des Messingrohres befinden.

4. Wärmeverluste des Heizkörpers

Im Heizkörper werden W Watt verbraucht und gemessen. Der Betrag W_0 fließt als Wärmestrom durch

den Probekörper ab, während ΔW Watt verloren gehen. Diese Wärmeverluste werden verursacht durch

4.1. Wärmeableitung durch die Stromzuleitung Potential- und Thermolementendrähte, kurz „Draverluste“ genannt;

4.2. Wärmeableitung durch die 2 mm starken Stanzscheiben zwischen Heizkörperdeckel und dem Boden der Schutzheizung;

4.3. Strahlung und Wärmeleitung durch Luft axialer Richtung zwischen den freien Oberflächen Heizkörperdeckels und des Bodens der Schutzheizung;

4.4. Strahlung und Wärmeleitung durch Luft radial zwischen der Mantelfläche der Heizung und dem umgebenden Schutzrohr.

Konvektion ist nach bekannter Abschätzung, wie sie nicht zu befürchten, da der Luftspalt nur 2 mm beträgt und die Temperaturunterschiede klein sind (vgl. Abschnitt 5).

Für den Wärmearaustausch 4.2. und 4.3. sind die Temperaturen ϑ_1 und ϑ_2 maßgebend; da Kupfer ein gutleitender Baustoff verwendet wurde, überdies die Schutzheizung von einem kräftig wirbelnden Wasserstrom durchspült wird, dürfen die in den Bohrungen gemessenen Temperaturen gleich denen der Oberflächen gesetzt werden. Ebenso ist es für den radialen Wärmetransport 4.4. statthaft, die Temperatur der Mantelfläche des Heizkörpers gleich ϑ_2 anzunehmen. Dagegen stimmt die Temperatur der Schutzrohrinnenwand, die den Heizkörper umgibt, nicht mit ϑ_1 überein. Sie ist aber stets von ϑ_1 abhängig, da nämlich der Wasserstrom, vom Thermostaten kommend, erst durch die Schutzheizung, anschließend durch die obere Ringkammer geführt wird, immer gleichbleibt. Man kann somit die Temperatur des Schutzrohres in Höhe der Heizkörpers als Funktion allein von ϑ_1 ansehen. Die Drahtverluste 4.1. sind mit den Temperaturen ϑ_1 , und der Zimmertemperatur verknüpft. Da letztere konstant gehalten wird, ist für sämtliche Wärmeverluste 4.1. bis 4.4. ein Ansatz in der allgemeinen Form

$$W - W_0 = \Delta W = f(\vartheta_1, \vartheta_2) \quad (1)$$

sinnvoll. Um ΔW sicher messen zu können, muß W_0 vernachlässigbar klein gemacht werden. Wir versuchten das auf folgende Weise zu realisieren: W_0 ist die Wärmeleitfähigkeit λ und der Temperaturdifferenz $\vartheta_3 - \vartheta_5$ des Probekörpers proportional. Zunächst wurde daher der Wärmetransport erschwert (λ klein), indem ein Hartgummizylinder als Probekörper verwendet wurde, der an seinen Stirnflächen noch zusätzlich durch kleine Isolierstoffscheiben (1,5 mm stark; 2,5 mm Durchmesser) von Heiz- und Kühlplatte getrennt wurde. Auch hier ist keine Konvektion zu befürchten. Eine kleine Heizleistung W erzeugt eine kleine Temperaturdifferenz $\vartheta_3 - \vartheta_5$. Durch systematisches Ändern der Kühlwassertemperatur kann nun die Temperaturdifferenz $\vartheta_3 - \vartheta_5$ von positiven Werten über Null bis zu negativen Werten variiert und der Nullzustand ($W_0 = 0$) bestimmt werden.

In dieser Weise haben wir Wärmeverluste ΔW zwischen 20 und 100 °C gemessen. Die Meßwerte ΔW über ϑ_1 mit festem ϑ_2 als Parameter aufgetragen, ergeben eine Schar paralleler Geraden. Dieses Ergebnis erlaubt aber eine praktischere Darstellung: ΔW über der Temperaturdifferenz ($\vartheta_2 - \vartheta_1$) mit ϑ_2 als Parameter aufzutragen, was wieder zu einer parallelen Geradenschar führt. Die Parallelverschiebung d

den läßt sich angenähert durch ein lineares Gesetz beschreiben. In der Abb. 3 gehorchen die aus-
gezeichneten Geraden der Beziehung

$$\Delta W = [69,5 (\vartheta_2 - \vartheta_1) + 0,82 (\vartheta_2 - 26)] 10^{-3}. \quad (3)$$

(Z. W.: ΔW in Watt; ϑ_1, ϑ_2 in $^{\circ}\text{C}$.)

Die Meßwerte, durch Kreise dargestellt, streuen um $\pm 10^{-3}$ Watt um diese Geraden. — Das erste Glied in Gl. (3) wird vornehmlich für die Wärmetrans-
mission 4.2., 4.3. und 4.4. verantwortlich sein, während
das zweite Glied im wesentlichen die Drahtverluste
verfaßt.

Bemerkenswert ist, daß auch bei Umkehrung des
Wärmedurchflusses im oberen Schutzheizsystem die
Messwerte innerhalb des angegebenen Streubereiches
liegen.

Die Verluste waren mit kleinen Heizleistungen be-
stimmt worden, Gl. (3) ist darum nicht ohne weiteres

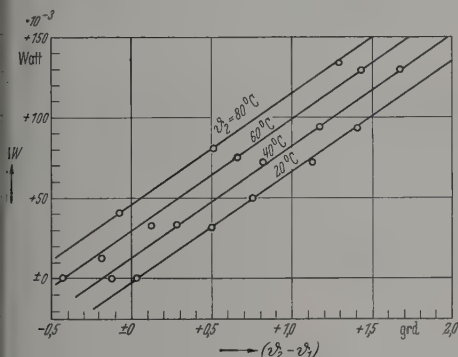


Abb. 3. Wärmeverluste des Heizkörpers. ϑ_1 , Temperatur der Schutzheizung;
 ϑ_2 , Heizkörpertemperatur; Geraden nach Gl. (3); Kreise: gemessene Verluste

höhere Strombelastungen gültig. Ein größerer
Strom wird den Heizdraht mehr überhitzen, so
daß sich auch die Drahtverluste ändern könnten. Zur
Kontrolle wurde die Wärmeleitfähigkeit an einem
demselben Probekörper in großem Temperatur-
bereich mit verschiedenen Heizleistungen gemessen.
Einbau wurde hierbei nichts verändert, um je-
weilige andere Störmöglichkeit auszuschließen. Falls
ein spürbarer Einfluß der Stromstärke vorhanden
wäre, müßten die Wärmeleitfähigkeiten, über der
mittleren Temperatur $\vartheta_m = \frac{1}{2}(\vartheta_3 + \vartheta_5)$ aufgetragen, zu
verschiedenen Kurven gehören. Die variierte Strom-
stärke erschien als Parameter. Messungen an Proben
schlechter, mittlerer und guter Leitfähigkeit er-
gaben jedoch in jedem Fall eine einzige Kurve, wie
es in der Abb. 4 gezeigt wird. Der Einfluß der
Stromstärke scheint hiernach unbedeutend zu sein.
Dieses Ergebnis wird noch durch folgenden experi-
mentellen Befund unterstrichen: Die Heizleistung bei
den letzten Versuchen war mit einer Kompensations-
methode gemessen worden, der Widerstand R der
Zwicklung war dadurch relativ genau bestimmbar.
Setzt man die Widerstandswerte einer Reihenum-
messung, bei der der Heizstrom J_0 unverändert blieb, die Meß-
temperaturen variiert wurden, zusammen und trägt
sie über der Temperatur ϑ_2 der jeweiligen Einzel-
messungen auf, so ergibt sich eine lineare Abhänge-
igkeit der R -Werte von ϑ_2 . Für alle Stromstärken
bleibt die Linearität erhalten, außerdem die Neigung

dieser Geraden. Ein Beispiel zeigt Abb. 5. Aus den
Versuchen ist zu folgern: Je nach der Stromstärke J_0
erhöht sich die Temperatur des Heizdrahtes über ϑ_2
(Kupferteile); diese Übertemperaturen sind aber un-
abhängig von der Meßtemperatur. Der Wärme-
kontakt Draht—Asbest—Kupfer scheint so gut und gleich-
mäßig zu sein, daß der gesamte Draht praktisch ein-
heitlicher Temperatur ist. Wäre nämlich die relative
Temperaturverteilung längs des Heizdrahtes merklich

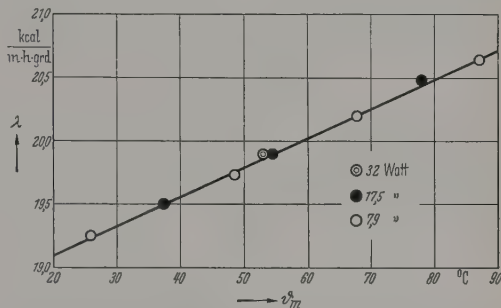


Abb. 4. Wärmeleitfähigkeit λ von Gußeisen 1510 bei drei verschiedenen
Heizleistungen in Abhängigkeit von der mittleren Temperatur ϑ_m

stromabhängig, so könnten die $R(\vartheta_2, J_0)$ -Kurven
keine Geraden sein, wenigstens bei höheren Strömen
müßte sich eine Krümmung zeigen; insbesondere
könnten sie keine parallelen Geraden sein, da sich
deren Neigung ändern müßte.

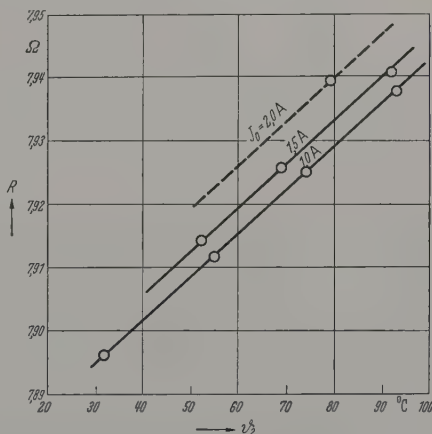


Abb. 5. Der Widerstand R des Heizdrahtes in Abhängigkeit von der Heiz-
körpertemperatur ϑ_2 und der Stromstärke J_0 . Meßwerte nach Messungen
der Abb. 4

Der Betrag der Korrektur ΔW [nach Gl. (3)] war
bei unseren Versuchen in den meisten Fällen zu ver-
nachlässigen; $\Delta W/W_0$ betrug ungünstigstenfalls einige
Promille. Mit einiger Versuchserfahrung läßt sich die
Temperatur der Schutzheizung ohne Schwierigkeiten
auf wenige Zehntel-Grade einstellen; bei genügender
Sorgfalt ist auch ein Einstellen auf unter $1/10$ Grad
vom Sollwert möglich.

5. Wärmeverluste des Probekörpermantels

Das für Gl. (1) vorausgesetzte homogene Tem-
peraturfeld im Probezylinder wird verzerrt, wenn
gegenüberliegende Flächenelemente der Innenwand

des Schutzrohres und der Mantelfläche des Probekörpers verschiedene Temperaturen haben. Die Feldstörungen beeinflussen das Ergebnis einer Messung stärker, als meist vermutet wird, auch wenn die Temperaturunterschiede „klein“ gehalten werden. Die folgenden Rechnungen führen auf ein einfaches Interpolationsverfahren, das mit Hilfe der meßbaren Temperaturdifferenzen $\vartheta_3 - \vartheta_4$ und $\vartheta_5 - \vartheta_6$ die Störungen zu eliminieren gestattet.

Das stationäre Temperaturfeld in einem Kreiszylinder ist aus der partiellen Differentialgleichung zweiter Ordnung

$$\frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} = 0 \quad (4)$$

zu berechnen, wenn für die Temperatur u , wie in unserem Fall, Achsensymmetrie angenommen werden darf (z = Koordinate in axialer Richtung; r = radiale

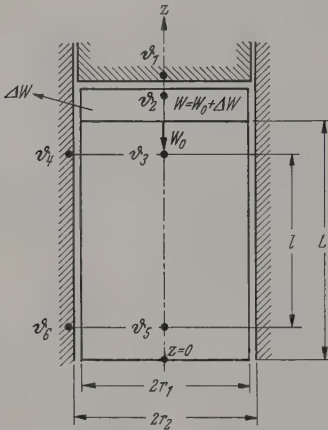


Abb. 6. Temperaturmeßstellen ϑ_1 bis ϑ_6 .

Koordinate) und die Wärmeleitfähigkeit λ im Meßintervall temperaturunabhängig ist. Als Randbedingungen für die Stirnflächen des Zylinders wollen wir diese als isotherm annehmen, was nach der Bauweise sicher statthaft ist. Für die nur kleinen Temperaturunterschiede zwischen Mantel und Rohrwand soll in Anlehnung an das Newtonsche Abkühlungsgesetz der Wärmeaustausch proportional der Temperaturdifferenz gegenüberliegender Flächenelemente angenommen werden. Der Verlauf der Temperatur w im Schutzrohr (z -Richtung) darf, wie wir durch Versuche festgestellt haben, als linear angesehen werden. Die Randbedingungen für das Temperaturfeld $u(z, r)$ des Zylinders der Höhe L und des Durchmessers $2r_1$ lauten dann (vgl. Abb. 6):

1. $z = 0; \quad 0 \leq r \leq r_1; \quad u = u_1$
2. $z = L; \quad 0 \leq r \leq r_1; \quad u = u_2$
3. $0 < z < L; \quad r = r_1; \quad -\lambda \left(\frac{\partial u}{\partial r} \right)_{r_1} = \alpha [u(z, r_1) - w(z)]$

wobei

$$w(z) = \frac{w_2 - w_1}{L} z + w_1. \quad (5)$$

w_2, w_1 sind die Temperaturen des Schutzrohres in Höhe der Stirnflächen des Probekörpers; α hat den

Charakter einer Wärmeübergangszahl. — Für die Lösung ist noch zu fordern, daß u für $r \rightarrow 0$ endlich bleibt. Die Lösung lautet:

$$u(z, r) = \frac{u_2 - u_1}{L} z + u_1 + \sum_{n=1}^{\infty} A_n I_0 \left(\frac{n\pi}{L} r \right) \sin \left(\frac{n\pi}{L} z \right)$$

mit

$$A_n = 2 \left(\frac{\alpha r_1}{\lambda} \right) \cdot \frac{r_1}{L} \cdot \frac{(u_2 - w_2) \cos n\pi - (u_1 - w_1)}{\varrho_n^2 I_1(\varrho_n) \left[1 + \frac{\alpha r_1}{\lambda} \cdot \frac{1}{\varrho_n} \cdot \frac{I_0(\varrho_n)}{I_1(\varrho_n)} \right]}$$

mit der Abkürzung $\varrho_n = \frac{n\pi}{L} r_1$, $-I_0(\varrho)$ und $I_1(\varrho)$ sind modifizierte Bessel-Funktionen nullter und erster Ordnung [$I_k(\varrho) = i^{-k} J_k(i\varrho)$]. Die Konvergenz der Reihe in Gl. (6) ist gesichert, da sie die Reihe $\sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n^{1+|x|}}$ mit $|x| > 0$ als Majorante hat.

Der Wärmefluß W_0 durch die obere Stirnfläche $z = L$ läßt sich jetzt aus der Gl. (6) berechnen:

$$W_0 = \lambda 2\pi \int_0^{r_1} r dr \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)_L = \lambda F \frac{u_2 - u_1}{L} \times \left\{ 1 + 4 \frac{\alpha r_1}{\lambda} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{u_2 - w_2 - u_1 - w_1 \cos n\pi}{\varrho_n^2 \left[1 + \frac{\alpha r_1}{\lambda} \cdot \frac{1}{\varrho_n} \cdot \frac{I_0(\varrho_n)}{I_1(\varrho_n)} \right]} \right\}$$

F ist der Querschnitt der Probe $= r_1^2 \pi$. Wir kürzen a

$$\Phi_n = \frac{1}{\varrho_n^2 \left[1 + \frac{\alpha r_1}{\lambda} \cdot \frac{1}{\varrho_n} \cdot \frac{I_0(\varrho_n)}{I_1(\varrho_n)} \right]}$$

berücksichtigen, daß $\cos n\pi = -1$ für ungerade und $+1$ für gerade n ist und zerschlagen die Reihe zwei Anteile

$$\Phi_I = 4 \frac{\alpha r_1}{\lambda} \sum_{1, 3, 5, \dots} \Phi_n, \quad (I)$$

$$\Phi_{II} = 4 \frac{\alpha r_1}{\lambda} \sum_{2, 4, 6, \dots} \Phi_n \quad (II)$$

was wegen ihrer absoluten Konvergenz statthaft ist.

Wir erhalten dann:

$$W_0 = \lambda F \frac{u_2 - u_1}{L} \left\{ 1 + \frac{(u_2 + u_1) - (w_2 + w_1)}{u_2 - u_1} \Phi_I + \frac{(u_2 - u_1) - (w_2 - w_1)}{u_2 - u_1} \Phi_{II} \right\}$$

Die Temperaturen $u_{1,2}$ und $w_{1,2}$ sind nun noch durch experimentell bestimmbare ϑ -Werte auszudrücken, die entsprechenden Meßstellen im Schutzrohr und der Achse des Probezylinders sind in jeweils gleicher Höhe $z = \frac{L}{2} \pm \frac{l}{2}$ angeordnet. Wir bezeichnen (vgl. Abb. 6)

$$u \left(r = 0; z = \frac{L}{2} + \frac{l}{2} \right) = \vartheta_3; \quad w \left(z = \frac{L}{2} + \frac{l}{2} \right) = w_3$$

$$u \left(r = 0; z = \frac{L}{2} - \frac{l}{2} \right) = \vartheta_5; \quad w \left(z = \frac{L}{2} - \frac{l}{2} \right) = w_5$$

und berechnen diese Größen mit Hilfe der Gln. (5) und (6), setzen sie in Gl. (12) ein und erhalten mit d

ürzungen

$$4 \frac{\alpha r_1}{\lambda} \sum_{n=2,4,6,\dots}^{\infty} \frac{\cos\left(\frac{n\pi}{2}\right) \sin\left(\frac{n\pi}{L} \frac{l}{2}\right)}{e_n^2 I_1(e_n) \left[1 + \frac{\alpha r_1}{\lambda} \frac{1}{e_n} \frac{I_0(e_n)}{I_1(e_n)}\right]}, \quad (13)$$

$$4 \frac{\alpha r_1}{\lambda} \sum_{n=1,3,5,\dots}^{\infty} \frac{\sin\left(\frac{n\pi}{2}\right) \cos\left(\frac{n\pi}{L} \frac{l}{2}\right)}{e_n^2 I_1(e_n) \left[1 + \frac{\alpha r_1}{\lambda} \frac{1}{e_n} \frac{I_0(e_n)}{I_1(e_n)}\right]} \quad (14)$$

elementaren Umrechnungen:

$$\left. \begin{aligned} & \frac{l}{(\vartheta_3 - \vartheta_5)} \\ & \left\{ 1 + \frac{(\vartheta_3 - \vartheta_4) + (\vartheta_5 - \vartheta_6)}{\vartheta_3 - \vartheta_5} \cdot \frac{l}{L} \cdot \frac{\Phi_I}{1 - \frac{r_1}{L} Q} + \right. \\ & \left. + \frac{(\vartheta_3 - \vartheta_4) - (\vartheta_5 - \vartheta_6)}{\vartheta_3 - \vartheta_5} \cdot \frac{\Phi_{II} - \frac{r_1}{L} P}{1 + \frac{r_1}{L} P} \right\} \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

der linken Seite der Gleichung steht die Größe, welche ohne Berücksichtigung von Temperaturfeldstörungen nach Gl. (1) als scheinbare Wärmeleitfähigkeit λ_s aus den experimentellen Daten ergäbe

$$\lambda_s = \frac{W_0}{F} \cdot \frac{l}{\vartheta_3 - \vartheta_5}. \quad (16)$$

temperaturunabhängigen Faktoren in der Gl. (15) werden zusammengefaßt

$$R_I = \frac{l}{L} \cdot \frac{\Phi_I}{1 - \frac{r_1}{L} Q}, \quad (17)$$

$$R_{II} = \frac{\Phi_{II} - \frac{r_1}{L} P}{1 + \frac{r_1}{L} P}. \quad (18)$$

R -Werte hängen ersichtlich nur von geometrischen Größen und von der dimensionslosen Kennzahl $\frac{\alpha r_1}{\lambda}$ ab, hat die Dimension einer Wärmeübergangszahl).

Nach Umordnung erhalten wir schließlich

$$= 1 + (R_I + R_{II}) \left\{ \frac{\vartheta_3 - \vartheta_4}{\vartheta_3 - \vartheta_5} + \frac{\vartheta_5 - \vartheta_6}{\vartheta_3 - \vartheta_5} \cdot \frac{R_I - R_{II}}{R_I + R_{II}} \right\}. \quad (19)$$

esieht, daß im allgemeinen Fall die Randkorrektur in einfacher Weise von den Temperaturdifferenzen zwischen Zylinderachse und Schutzrohr beider Meßpunkte des Abstandes l abhängt. Sind $\vartheta_3 - \vartheta_4 = \vartheta_5 - \vartheta_6$ gleichzeitig Null (homogenes Temperaturfeld), so wird $\lambda_s = \lambda$. Aber auch bei inhomogenem Feld kann die Korrektur verschwinden, wenn nämlich die obere und untere Temperaturdifferenz verschiedene Vorzeichen haben (R_I ist immer $> R_{II}$) und die Beträge beider Glieder einander gleich sind.

Ehe man die analytischen Berechnungen numerisch auswertet, ist die Größe $\frac{\alpha r_1}{\lambda}$ abzuschätzen. Wie schon im 3. Abschnitt dieser Arbeit angedeutet wurde, ist bei dem 2 mm breiten Ringspalt um den Zylinder die Konvektion zu befürchten, da nach unserer Berechnung das Produkt $Gr \cdot Pr$ (Gr = Grashof-Zahl;

Pr = Prandtl-Zahl) stets so klein ist (Größenordnung $Gr \cdot Pr \approx 12$), daß wir weit unterhalb des Konvektionsbeginns liegen. Die Wärme kann also im Spalt nur durch Wärmeleitung der Luft und durch Strahlung transportiert werden. Für Leitung allein ist α gleich $\alpha_L = \frac{\lambda_L}{r_2 - r_1}$ (λ_L = Wärmeleitfähigkeit der Luft; $r_2 - r_1$ = Spaltbreite; $\alpha_L \approx 11 \text{ kcal/m}^2 \text{ h grad}$). Berücksichtigt man noch einen gewissen Strahlungsanteil, so liegt für alle praktisch möglichen λ -Werte unsere Kennzahl innerhalb des Bereiches

$$0 < \frac{\alpha r_1}{\lambda} < 0,05.$$

Für verschiedene $\frac{\alpha r_1}{\lambda}$ -Werte dieses Bereiches wurden die zur Anwendung der Gl. (19) notwendigen Reihen numerisch berechnet. Dabei zeigte sich, daß der Ausdruck $(R_I - R_{II})/(R_I + R_{II})$ in Gl. (19) nur geringfügig von $\frac{\alpha r_1}{\lambda}$ abhängt (vgl. 2. Spalte der Tabelle 1). Ebenso ändert sich $(R_I + R_{II})/\frac{\alpha r_1}{\lambda}$ nur wenig mit $\frac{\alpha r_1}{\lambda}$. Damit ist eine willkommene Handhabe zur experimentellen Überprüfung der Berechnungen gegeben. Bezeichnen wir die geschweifte Klammer von Gl. (19) mit

$$X = \frac{\vartheta_3 - \vartheta_4}{\vartheta_3 - \vartheta_5} + \frac{\vartheta_5 - \vartheta_6}{\vartheta_3 - \vartheta_5} \cdot \frac{R_I - R_{II}}{R_I + R_{II}} \quad (20)$$

und multiplizieren mit λ , so erhalten wir

$$\lambda_s = \lambda + \alpha r_1 \cdot \frac{R_I + R_{II}}{\alpha r_1} \cdot X. \quad (21)$$

Hiernach müßte nun der gemessene Wert λ_s linear von X abhängen, wobei X maßgeblich durch die Temperaturdifferenzen zwischen Zylinder und Schutzrohr bestimmt ist. Zu seiner Berechnung nach Gl. (20) benutzen wir vorübergehend die Näherung

$$\frac{\alpha r_1}{\lambda} \approx \frac{\alpha_L \cdot r_1}{\lambda_s},$$

die den Wert X hinreichend genau zu bestimmen gestattet.

Gestützt auf diese Überlegungen haben wir mit Probekörpern verschiedener Wärmeleitfähigkeiten (von 10 bis 200 kcal/m h grad) zwischen 20 und 100 °C Versuche gemacht, bei welchen die Temperaturen der oberen — von einem besonderen Thermostaten gespeisten — Ringkammer unter sonst unveränderten Verhältnissen systematisch geändert und damit die Größe X variiert wurde.

In den Abb. 7 und 8 werden die Ergebnisse solcher Versuche an zwei Proben (Vacromium und Messing) gezeigt. Die Funktion $\lambda_s(X)$ ist ersichtlich linear; der Schnittpunkt der Geraden mit der Ordinate $X=0$ liefert das wahre λ . Auch bei allen anderen Versuchen wurde eine saubere lineare Abhängigkeit der scheinbaren Wärmeleitfähigkeit λ_s von X gefunden, womit unsere Berechnungsweise qualitativ bestätigt wird.

Aber auch quantitativ wird unser Vorgehen gerechtfertigt. Mit Hilfe der numerisch berechneten Werte $(R_I + R_{II})/\left(\frac{\alpha r_1}{\lambda}\right)$ und der Neigungen der $\lambda_s(X)$ -Geraden, die die Experimente liefern, lassen sich nämlich αr_1 und α errechnen. Der Betrag des experimentell bestimmten α bzw. αr_1 ist von der zu erwartenden Größenordnung (entsprechend Wärmeleitung

Luft + Strahlungsanteil; s. oben); an einem und demselben Probekörper zeigt α bzw. α_{r1} eine geringe Temperaturabhängigkeit mit positivem Koeffizienten. Im Mittel ist $\alpha_{r1} \approx 0,43 \text{ kcal/m h grd}$.

Für die Bestimmung des Argumentes $\left(\frac{\alpha_{r1}}{\lambda}\right)$ des temperaturunabhängigen Faktors $(R_I - R_{II})/(R_I + R_{II})$

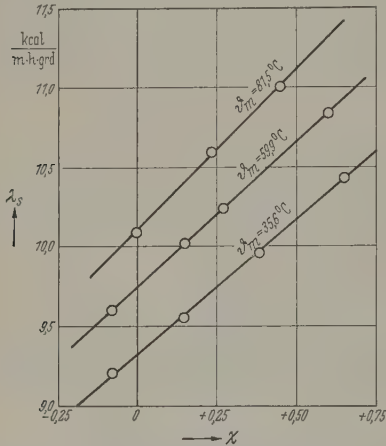


Abb. 7. Scheinbare Wärmeleitfähigkeit λ_s von Vacuomium F bei drei Temperaturen in Abhängigkeit von X nach Gl. (20). Schnittpunkte der Geraden mit $X=0$ liefern das wahre λ

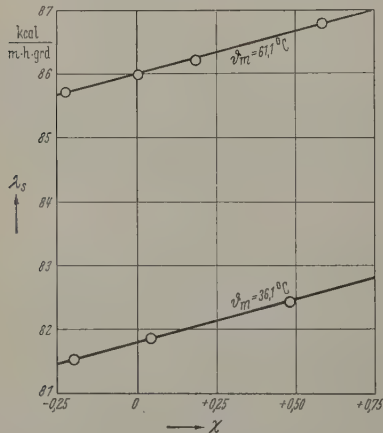


Abb. 8. Scheinbare Wärmeleitfähigkeit λ_s von Messing Ms 76/22/2 bei zwei Temperaturen in Abhängigkeit von X

in Gl. (20) zur Berechnung von X können wir mit hinreichender Genauigkeit diesen Mittelwert benutzen, indem wir

$$\left(\frac{\alpha_{r1}}{\lambda}\right) \approx \frac{0,43}{\lambda_s} \tag{22}$$

(ZW.: λ_s in kcal/m h grd)

setzen.

Für weniger genaue Messungen oder bei sehr guten Wärmeleitern läßt sich nun der Wert λ näherungsweise korrigieren, wenn wir mit der Abkürzung

$$f\left(\frac{\alpha_{r1}}{\lambda}\right) = 0,43 \frac{R_I + R_{II}}{\left(\frac{\alpha_{r1}}{\lambda}\right)} \tag{23}$$

(ZW.: f in kcal/m h grd)

Gl. (21) umformen zu

$$\lambda = \lambda_s - f\left(\frac{\alpha_{r1}}{\lambda}\right) \cdot X \tag{24}$$

und für $f\left(\frac{\alpha_{r1}}{\lambda}\right)$ das näherungsweise bestimmte Argument nach Gl. (22) verwenden. In der Tabelle 1 sind die fraglichen Größen zur Berechnung der Korrektur zusammengestellt. Zwischenwerte können durch Interpolation gewonnen werden.

Um die von uns erstrebte Genauigkeit zu gewährleisten, verzichteten wir jedoch bei unseren Messungen auf die rechnerische Korrektur. Wir bestimmten

Tabelle 1

| $\frac{\alpha_{r1}}{\lambda}$ | $\frac{R_I - R_{II}}{R_I + R_{II}}$ | $f\left(\frac{\alpha_{r1}}{\lambda}\right)$ kcal/m · h · grd |
|-------------------------------|-------------------------------------|---|
| 0,000 | 0,369 | 1,93 |
| 0,010 | 365 | 1,92 |
| 0,020 | 362 | 1,91 |
| 0,030 | 360 | 1,90 |
| 0,040 | 357 | 1,88 |
| 0,050 | 355 | 1,87 |

nach Gl. (20) und ermittelten λ aus den experimentellen Geraden wie z.B. in den Abb. 7 und 8 für den Schnitt $X=0$.

Die Bestimmung der Wärmeverluste des Probekörpers nach Abschnitt 4, die genau nur in der Nähe von $X=0$ richtig ist, darf auch für die anderen sichtlich veränderten Temperaturverteilungen ($X \neq 0$) beibehalten werden. Bei größeren Abweichungen, wie sie bei diesen Kontrollversuchen bewußt erzwungen wurden, würden sich veränderte Verlustbedingungen nach unserer Abschätzung vernachlässigbar sein werden, nur auf den Verlauf der λ_s -Werte über X auswirken und dadurch mit erfaßt werden.

6. Versuchsdurchführung

Nachdem Höhe, Durchmesser und Abstand der Thermoelemente des fertig bearbeiteten Probekörpers bestimmt sind, auf seine Stirnflächen jeweils ein dünner Ölfilm (Siliconöl hoher Zähigkeit) aufgetragen worden ist, wird er in die Apparatur eingebaut, die dann mit der Schutzhaube abgedeckt wird. Die Kühlwasseranlage wird zuerst in Betrieb gebracht; sodann wird die elektrische Heizung eingeschaltet und der Heizstrom so reguliert, daß der Temperaturabfall im Probekörper den vorgesehenen Betrag annimmt, etwa 8 bis 15 grd. Das Temperaturgleichgewicht stellt sich binnen auf einige Zehntel Grade innerhalb weniger Minuten ein, so daß unschwer nachreguliert werden kann. Der Heizstrom wird dann nicht mehr verändert. Vielmehr wird das obere Schutzheizsystem in Betrieb genommen und seine Temperatur so lange variiert, bis θ_1 und θ_2 nahezu übereinstimmen. Hierfür werden etwa 20 min benötigt. — Dann überläßt man die Apparatur sich selbst, mißt von Zeit zu Zeit die Temperaturen, kontrolliert die Stromkonstanz und wartet den stationären Zustand ab. Bei guten Leitern wird dieser schnell erreicht, im allgemeinen aber sicher nach etwa einer Stunde.

Nun werden in gewissem zeitlichem Rhythmus laufend die Temperaturen θ_1 bis θ_6 und die Heizleistung W gemessen. Ändern sich die Meßwerte im Laufe einer Stunde nicht, wird die Messung beendet.

Bei verfeinerter Meßweise wird hiernach die obere Heizleistung so eingestellt, daß $\vartheta_3 > \vartheta_4$ wird, wenn $\vartheta_3 < \vartheta_4$ gewesen war oder umgekehrt.

7. Versuchsauswertung

Die gemessene Heizleistung W wird zunächst nach Gl. (3) korrigiert. Diese Korrektur ist bei guten Meßbedingungen fast stets vernachlässigbar klein, bei schlechten Meßbedingungen und unter ungünstigen Umständen kann die Heizleistung um einige Promille der Gesamtheizleistung betragen. Auf Grund der gemessenen Wärmeleitfähigkeit λ_s nach Gl. (2) bestimmt. Aus λ_s läßt sich $\frac{\alpha r_1}{\lambda} \approx \frac{0,43}{\lambda_s}$ nach Gl. (2) (λ_s in kcal/m h grad) angenähert berechnen und mit Hilfe der Tabelle 1 die zugehörige Größe X nach Gl. (10) ermitteln. Die λ_s -Werte werden, wie in den Tabellen 7 und 8, über X aufgetragen und die resultierende Kurve mit der Ordinate $X = 0$ zum Schnitt gebracht. Der Schnittpunkt liefert das wahre λ .

Da die Wärmeleitfähigkeit λ stark temperaturabhängig, so ist bei der Variation von X darauf zu achten, daß die Temperaturmittelwerte $\vartheta_m = \frac{1}{2}(\vartheta_3 + \vartheta_5)$ der Einzelmessungen möglichst nicht voneinander abweichen.

Nachfolgend sind als Beispiel die praktischen Meßergebnisse angegeben, die den Meßpunkten der mittleren Kurve in Abb. 7 zugrunde liegen. Es handelt sich um einen besonders ungünstigen Fall, bei dem die Korrekturen größer als gewöhnlich sind.

Abb. 7. Versuchsauswertung, vgl. Abb. 7. Probe: Vacromium F

Probendurchmesser $2r_1 = 49,985$ mm.

Abstand der Thermolemente $l = 55,0$ mm; $\frac{l}{F} \cdot 0,860 = 24,104 \frac{\text{kcal}}{\text{m} \cdot \text{h} \cdot \text{Watt}}$; $\frac{\alpha r_1}{\lambda} \approx \frac{0,43}{\lambda_s} \approx 0,04$; $\frac{R_I - R_{II}}{R_I + R_{II}} \approx 0,36$.

| W (Watt) | ΔW (Watt) | W_0 (Watt) | $\vartheta_3 - \vartheta_5$ (grad) | λ_s $\left(\frac{\text{kcal}}{\text{m} \cdot \text{h} \cdot \text{grad}}\right)$ | ϑ_m (°C) | $\frac{\vartheta_3 - \vartheta_5}{\vartheta_3 - \vartheta_5}$ | $\frac{\vartheta_3 - \vartheta_5}{\vartheta_3 - \vartheta_5}$ | X |
|---------------|----------------------|-----------------|---------------------------------------|---|-----------------------|---|---|--------|
| 6,365 | 0,032 | 6,333 | 14,087 | 10,836 | 60,08 | +0,6227 | -0,0565 | +0,602 |
| 6,365 | 0,038 | 6,327 | 14,888 | 10,244 | 59,55 | +0,3413 | -0,1783 | +0,277 |
| 6,365 | 0,036 | 6,329 | 15,217 | 10,025 | 60,25 | +0,2286 | -0,2254 | +0,148 |
| 6,365 | 0,035 | 6,330 | 15,891 | 9,602 | 59,87 | +0,0295 | -0,3124 | -0,083 |

im Mittel: 59,9

über X ergibt mittlere Gerade in Abb. 7; $\lambda_s(X=0) = \lambda = 9,74 \frac{\text{kcal}}{\text{m} \cdot \text{h} \cdot \text{grad}}$ bei 59,9 °C.

8. Abschätzung der Fehler

Der Wiederhol-Streubereich des Verfahrens beruht nach den Erfahrungen vieler Meßreihen einige Male. Wir haben zur Beurteilung der Streugröße die Versuchsbedingungen mannigfach variiert. So haben wir die geometrischen Größen verändert, die Einheiten mit verschiedenen Orientierungen vorgenommen, mit verschiedenen Sätzen von Thermolementen gearbeitet, vor allem aber die Heizleistung und damit die Temperaturgefälle im Probekörper weitgehend variiert. Gerade diese Variation ist ein sehr scharfes Kriterium für die Güte einer Messung bei allen statistischen Verfahren. Die Abb. 4, wo bei den Verlustmessungen die Heizleistung aus anderen Gründen variiert worden war, zeigt beispielsweise die gute Überimmung der Meßwerte.

Unter Berücksichtigung aller Unsicherheiten der einzelnen Meßgrößen und der Fehlerfortpflanzung ist

f. angew. Physik. Bd. 10

die gesamte Meßunsicherheit in den Werten der Wärmeleitfähigkeit nach unserer Abschätzung kleiner als $\pm 1\%$.

9. Versuchsergebnisse

Untersuchte Metalle und Legierungen. In Tabelle 2 sind die untersuchten Stoffe zusammengestellt. Bei der Auswahl der Stoffe haben wir versucht, einen möglichst weiten Bereich der Wärmeleitfähigkeiten (10 bis 200 kcal/m h grad) zu erfassen. Mit Ausnahme zweier Stähle sind sämtliche Proben chemisch analysiert worden (s. Tabelle 2); für die Stähle AMS extra und AMS haben wir die Normanalyse angegeben¹.

Ermittelte Wärmeleitfähigkeiten. Die Wärmeleitfähigkeiten λ der untersuchten Proben sind durchweg temperaturabhängig. Ein Beispiel zeigte schon Abb. 4 für Gußeisen 1510 (Probe 11); weitere Beispiele sind in Abb. 9 dargestellt. Da sich solche Kurven mühelos bei allen Proben aus den Meßwerten ergeben, ohne Ausgleichsrechnungen zu Hilfe nehmen zu müssen, haben wir die Wärmeleitfähigkeit für runde Temperaturwerte aus den Kurven entnommen und in Tabelle 3 zusammengestellt. Die Wiedergabe von Einzelmessungen erübrigt sich damit.

Die Zahlenwerte für λ in Tabelle 3 sind nicht überall entsprechend der angegebenen Meßunsicherheit gerundet, um die Interpolation zu erleichtern.

Diskussion der Meßergebnisse

Aluminium mit einer Reinheit von 99,99% ist bislang noch nicht zwischen 0 und 100 °C untersucht

worden. Uns sind nur zwei Arbeiten bekannt, die nach höherer und niedriger Temperatur anschließen und einen Vergleich mit unseren Meßwerten gestatten [1], [2]. Wie Abb. 10 zeigt, sind alle Messungen innerhalb der Unsicherheitsgrenzen miteinander verträglich. — Nach unseren Messungen können wir aber nicht mit Sicherheit entscheiden, ob die Wärmeleitfähigkeit zwischen 0 und 100 °C steigt oder fällt. Wir fanden wohl einen geringen Anstieg mit der Temperatur, der aber kleiner als unsere Fehlergrenze von $\pm 1\%$ ist. — Ein dreistündiges Glühen des Aluminiums bei 500 °C in Argonatmosphäre erhöhte die Wärmeleitfähigkeit nur innerhalb der Fehlergrenzen.

¹ Wir danken dem Laboratorium für Chemie der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt und der Bundesanstalt für Materialprüfung, Abteilung Anorganische Chemie, für die Durchführung der Analysen.

| Lfd. Nr. | Bezeichnung | Hersteller | Anal. | | | | | |
|----------|---|----------------------------|----------------------|-------|-------------|--------|-------|-------|
| | | | Al | Cu | Fe | Ni | Zn | Cr |
| 1 | Reines Aluminium (99,99) | Metallges. | 99,986 | 0,003 | 0,0045 | — | — | — |
| 2 | Reinaluminium 99,5 DIN 1712 | handelsüblich | Rest | 0,019 | 0,32 ± 0,05 | — | 0,034 | — |
| 3 | körniges Silumin | Metallges. | Rest | 0,017 | 0,250 | — | 0,036 | — |
| 4 | lamellares Silumin | Metallges. | Rest | 0,049 | 0,260 | — | 0,036 | — |
| 5 | Zamak Nr. 400 | Metallges. | 4,15 | 0,027 | 0,007 | — | 95,54 | — |
| 6 | Zamak Nr. 410 | Metallges. | 3,90 | 0,87 | 0,008 | — | 95,18 | — |
| 7 | Zamak Nr. 430 | Metallges. | 4,88 | 2,71 | 0,010 | — | 92,33 | — |
| 8 | Messing Ms 58 | handelsüblich | — | 58,1 | 0,1 | — | 39,2 | — |
| 9 | Messing Ms 70/29/1 | Unna | Verunr. ¹ | 70,78 | Verunr. | Spuren | Rest | — |
| 10 | Messing Ms 76/22/2 | Unna | 1,96 | 77,27 | Verunr. | Spuren | Rest | — |
| 11 | Sphärogußeisen Nr. 1510 Graphit 80 bis 90% sphärolitisch . | Metallges. | — | 0,04 | Rest | ≤ 1 | — | 0,05 |
| 12 | Gußeisen Nr. 1520, Grundmasse Perlit | Metallges. | — | 0,04 | Rest | ≤ 0,3 | — | 0,05 |
| 13 | Stahl St 42.11a | handelsüblich | — | 0,25 | Rest | — | — | 0,08 |
| 14 | Stahl St 42.11b | handelsüblich | Spuren | 0,07 | Rest | — | — | 0,1 |
| 15 | Stahl St 42.11c | handelsüblich | — | — | Rest | — | — | — |
| 16 | Stahl AMS extra (gehärtet) DIN Nr. 2714 | handelsüblich ² | — | — | Rest | 1,7 | — | 1,0 |
| 17 | Stahl AMS (gehärtet) DIN Nr. 2713 | handelsüblich ² | — | — | Rest | 1,7 | — | 0,7 |
| 18 | Vacromium F | VAC | Spuren | — | Rest | 32,31 | — | 20,03 |
| 19 | Contracid B 7 M | VAC | — | — | Rest | 59,17 | — | 14,92 |

Metallges.: Metallgesellschaft AG, Frankfurt a. Main
VAC : Vacuumschmelze AG, Hanau
Unna : Messingwerk Unna AG, Unna i. Westfalen.

¹ Verunreinigungen; spektralanalytisch nachgewiesen
² nicht analysiert; Angaben nach den Normblättern.

Die Meßwerte des Reinaluminiums 99,5 nach DIN 1712 entsprechen denen technisch reiner Qualitäten.

Legierungen. Im allgemeinen erübrigt sich eine ausführliche Besprechung, da im großen und ganzen

ist Zink verhältnismäßig unempfindlich gegen Verunreinigungen. — Bemerkenswert ist das Ergebnis für St 42.11. Je nach den zufälligen Schrottzuschlägen weichen die Wärmeleitfähigkeiten merklich voneinander ab; der Temperaturkoeffizient kann positiv

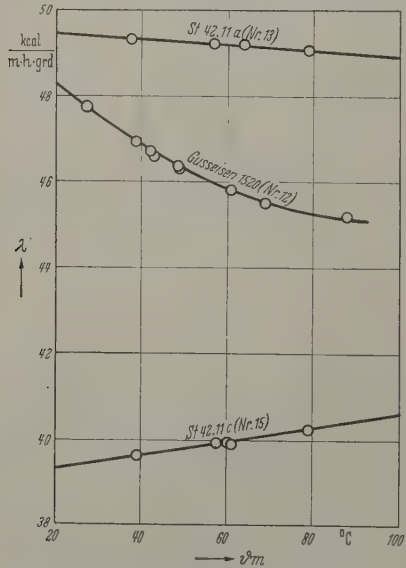


Abb. 9. Wärmeleitfähigkeit λ einiger Proben in Abhängigkeit von der mittleren Temperatur θ_m

die bislang veröffentlichten Arbeiten für ähnliche Legierungen ergänzt oder bestätigt werden. Über Zinklegierungen ist nur wenig bekannt; die Wärmeleitfähigkeiten unserer Proben 5, 6 und 7 weichen geringfügig von der des reinen Zinks ab, die bei Temperaturen zwischen 0 und 100 °C je nach Reinheitsgrad etwa zwischen 95 bis 100 kcal/m h grd liegt. Offensichtlich

Tabelle 3

| Lfd. Nr. | Bezeichnung | Dichte bei 20 °C in g/cm ³ | Wärmeleitfähigkeit in kcal · m · h · grd | | |
|----------|--|---------------------------------------|--|-------|-----|
| | | | $\theta = 20$ | 50 | 80 |
| 1 | Reines Aluminium (99,99) | 2,691 | 201 | 201,5 | 200 |
| 2 | Reinaluminium 99,5 DIN 1712 | 2,703 | 188 | 191 | 194 |
| 3 | körniges Silumin | 2,655 | 127 | 129 | 132 |
| 4 | lamellares Silumin | 2,661 | 138 | 139 | 142 |
| 5 | Zamak Nr. 400 | 6,69 | 101 | 101 | 101 |
| 6 | Zamak Nr. 410 | 6,71 | 97,5 | 98,1 | 98 |
| 7 | Zamak Nr. 430 | 6,77 | 95,9 | 96,8 | 97 |
| 8 | Messing Ms 58 | 8,42 | 93,3 | 97,4 | 101 |
| 9 | Messing Ms 70/29/1 | 8,55 | 90,1 | 95,2 | 100 |
| 10 | Messing Ms 76/22/2 | 8,32 | 79,3 | 84,1 | 89 |
| 11 | Sphärogußeisen Nr. 1510 Graphit 80 bis 90% sphärolitisch | 7,12 | 19,1 | 19,8 | 20 |
| 12 | Gußeisen Nr. 1520 Grundmasse Perlit | 7,18 | 48,3 | 46,3 | 45 |
| 13 | Stahl St. 42.11a | 7,85 | 49,5 | 49,3 | 49 |
| 14 | Stahl St. 42.11b | 7,826 | 37,0 | 37,6 | 38 |
| 15 | Stahl St. 42.11c | 7,832 | 39,3 | 39,8 | 40 |
| 16 | Stahl AMS extra (gehärtet) DIN Nr. 2714 | 7,83 | 26,1 | 26,9 | 27 |
| 17 | Stahl AMS (gehärtet) DIN Nr. 2713 | 7,81 | 28,9 | 29,5 | 30 |
| 18 | Vacromium F | 7,82 | 9,08 | 9,58 | 10 |
| 19 | Contracid B 7 M | 8,38 | 9,05 | 9,67 | 10 |

negativ sein. — Contracid ist zwischen 30 und 300 °C von POWERS, ZIEGLER und JOHNSTON [3] untersucht worden. Diese Verfasser geben als Zusammensetzung in Gewichtsprozenten an: 60,05 Ni; 14,74 Cr; 15,82 Fe; 7,0 Mo; 2,14 Mn; 0,05 C. Bei 300 °K erhielten sie etwa 12 kcal/m h grd.

be 2

(Elemente in Gew.-%)

| Bi | Cd | Mg | Mn | Mo | Pb | Sn | Ti | Tl | V | C | Si | P | S |
|---------|---------|---------|--------|--------|---------|---------|--------|---------|------|------|---------|-------|-------|
| — | — | 0,0001 | — | — | — | — | — | — | — | — | 0,0062 | — | — |
| — | — | 0,019 | 0,021 | — | — | — | 0,012 | — | — | — | 0,16 | — | — |
| — | — | 0,005 | 0,410 | — | 0,005 | 0,06 | 0,041 | — | — | — | 10,3 | — | — |
| — | — | 0,007 | 0,320 | — | 0,011 | 0,006 | 0,040 | — | — | — | 12,6 | — | — |
| < 0,002 | < 0,002 | 0,037 | 0,002 | — | 0,004 | < 0,001 | — | < 0,007 | — | — | 0,032 | — | — |
| < 0,002 | < 0,002 | 0,042 | — | — | 0,003 | < 0,001 | — | < 0,007 | — | — | 0,024 | — | — |
| < 0,002 | < 0,002 | 0,043 | — | — | 0,003 | < 0,001 | — | < 0,007 | — | — | 0,022 | — | — |
| — | — | Verunr. | Spuren | — | 2,2 | 0,3 | — | — | — | — | — | — | — |
| — | — | Verunr. | Spuren | — | Verunr. | 0,92 | — | — | — | — | Verunr. | — | — |
| — | — | Verunr. | Spuren | — | Verunr. | Verunr. | — | — | — | — | Verunr. | — | — |
| — | — | 0,06 | 0,3 | — | — | — | — | — | 0,05 | 2,16 | 3,53 | — | — |
| — | — | — | 0,2 | — | — | — | — | — | — | 2,66 | 2,99 | — | — |
| — | — | < 0,03 | 0,4 | < 0,03 | — | — | < 0,05 | — | — | 0,33 | < 0,3 | — | — |
| — | — | — | 0,5 | — | — | — | — | — | — | 0,37 | 0,5 | — | — |
| — | — | — | 0,68 | — | — | — | — | — | — | 0,31 | 0,28 | 0,021 | 0,034 |
| — | — | — | 0,7 | 0,5 | — | — | — | — | 0,1 | 0,55 | 0,3 | — | — |
| — | — | — | 0,6 | 0,2 | — | — | — | — | 0,1 | 0,55 | 0,3 | — | — |
| — | — | — | 1,42 | 0,10 | — | — | — | — | — | — | Spuren | — | — |
| — | — | — | 2,02 | 0,73 | — | — | — | — | — | — | Spuren | — | — |

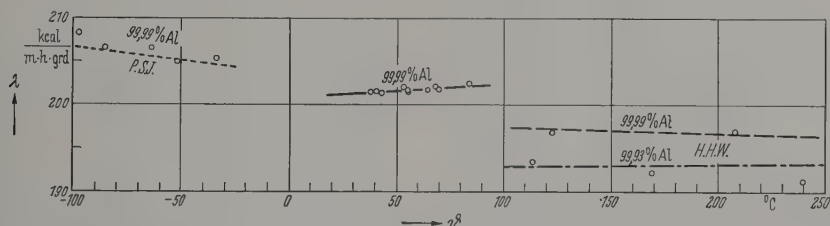


Fig. 10. Wärmeleitfähigkeit von 99,99% reinem Aluminium in Abhängigkeit von der Temperatur. P.S.J. ----- POWERS, SCHWARTZ und JOHNSTON 1951 [2]; H.H.W. ——— HASE, HEIERBERG und WALKENHORST 1940 [1]; H.H.W. - - - - - HASE, HEIERBERG und WALKENHORST 1940 [1], ——— eigene Messungen

Zusammenfassung

Die Wärmeleitfähigkeit metallischer Zylinder von 6 mm Durchmesser und 70 mm Höhe wird nach dem stationären Verfahren bestimmt. Der relativ große Probenquerschnitt bringt den Vorteil, daß man größere Heizleistungen als bei Drähten oder kleinen arbeiten kann. Durch kontrollierbare Schutzumhüllungen, die den Probekörper mitsamt der Heizumhüllung der oberen Stirnfläche umhüllen, werden alle Wärmeverluste klein gehalten. Das Temperaturfeld im Zylinder wird unter möglichst strenger Formulierung der Randbedingungen berechnet; die Rechnung führt zu einem einfachen Interpolationsverfahren, mit dessen Hilfe Störungen des idealen homogenen Temperaturfeldes eliminiert werden. Die Berechnungen werden experimentell bestätigt.

Die Wärmeleitfähigkeiten für Aluminium von 99,9% und 99,5% Reinheit, einige Leichtmetall-,

Zink-, Kupfer- und Chromnickellegierungen, ferner für einige Stähle und Gußeisen sowie Contracid werden zwischen 20 und 80 °C bestimmt und in einer Tabelle mitgeteilt.

Wir haben der Metallgesellschaft A.G., Frankfurt a. M., dem Messingwerk Unna AG., Unna in Westfalen, und der Vacuumschmelze AG., Hanau, die uns Metallproben überließen, für freundliche Unterstützung zu danken.

Literatur: [1] HASE, HEIERBERG u. WALKENHORST: Aluminium 22, 631 (1940). — [2] POWERS, SCHWARTZ u. JOHNSTON: TR 264-5, Cryogenics Laboratory Ohio State University, 1951. — [3] POWERS, ZIEGLER u. JOHNSTON: TR 264-8, Cryogenics Laboratory Ohio State University, 1951 c. [2] und [3] auch im NBS Circular 556 (1954) Sept.; nur diese Arbeit stand uns zur Verfügung.

Dipl.-Phys. K. H. BODE und Dr.-Ing. W. FRITZ, Braunschweig
Physikalisch-Technische Bundesanstalt

Berichte

Der Molekularverstärker

VON HANS CHRISTOPH WOLF

Mit 19 Textabbildungen

(Eingegangen am 2. August 1958)

1. Einleitung

In der Mikrowellenphysik wurde in den letzten Jahren ein neues Prinzip der Verstärkung elektromagnetischer Wellen entwickelt: die Verstärkung durch induzierte Emission aus Anregungszuständen von Atomen, Ionen oder Molekülen. Einen nach diesem Prinzip arbeitenden Verstärker nennt man *Molekularverstärker*, *Quantenmechanischer Verstärker* oder speziell im Mikrowellengebiet *Maser* (d.h. Microwave amplifier by stimulated emission of radiation) [13].

Vom üblichen elektronischen Verstärker, der die potentiellen und kinetischen Energien von Elektronen in Röhren oder Transistoren benutzt, unterscheidet sich der Molekularverstärker grundsätzlich im Aufbau, in der Wirkungsweise und in seinen Eigenschaften. Ein Überblick über seine physikalischen Grundlagen und über die bisher beschriebenen oder vorgeschlagenen Anordnungen kann gleichzeitig ein besseres Verständnis für die Wechselwirkung von Strahlung und Materie speziell im Mikrowellengebiet vermitteln. Dieser Überblick muß sich heute noch im wesentlichen auf die *Physik* des Molekularverstärkers beschränken. Seine *Technik* befindet sich dagegen erst in den Anfangsstadien der Entwicklung. Die ständig wachsende Anzahl von Veröffentlichungen zu Maser-Problemen läßt jedoch erwarten, daß diese Entwicklung sehr rasch vorangetrieben werden wird.

Ausgangspunkt des folgenden Berichtes ist deshalb weniger die Elektrotechnik als vielmehr die Spektroskopie.

2. Prinzip des Molekularverstärkers

Läßt man Licht der Frequenz ν auf ein Gefäß mit Molekülen fallen, die diese Frequenz absorbieren können, so ist man gewohnt, daß die Intensität des

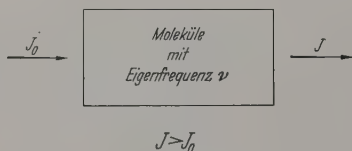


Abb. 1. Prinzip des Molekularverstärkers

einfallenden Lichtes geschwächt wird. Es gilt die Absorptionsgleichung

$$I = I_0 e^{-\epsilon \cdot c \cdot d}$$

(I durchtretende, I_0 einfallende Lichtintensität, c Konzentration, d Schichtdicke, ϵ Molekülkonstante). Wenn dagegen I größer als I_0 ist (also ϵ negativ), dann arbeitet die Anordnung als Verstärker für die Frequenz ν (Abb. 1). Das ist das Prinzip eines Molekularverstärkers.

Ein solches Verhalten ist dem Spektroskopiker aus dem ultravioletten, sichtbaren oder infraroten Spektralgebiet nicht geläufig. Zu seinem Verständnis benötigt man den Begriff der Induzierten Emission [8], [9].

3. Die induzierte Emission

Die Wechselwirkung von Strahlung und Materie läßt sich nach EINSTEIN [8] durch 3 Prozesse mit 3 Übergangswahrscheinlichkeiten beschreiben: Absorption, Spontane Emission und Induzierte Emission. Sie sollen hier am einfachen Beispiel von 2 Energieniveaus E_1 und E_2 mit den Besetzungszahlen N_1 und N_2 erläutert werden (Abb. 2):

1. Die *Absorption*. Pro Sekunde finden $B_{12} N_1 u_\nu$ Prozesse von E_1 nach E_2 statt (u_ν ist die Strahlungsdichte, B_{12} die Übergangswahrscheinlichkeit).

2. Die *Spontane Emission* (im sichtbaren Spektralgebiet als Fluoreszenz bekannt). Pro Sekunde finden $A_{21} N_2$ Prozesse von E_2 nach E_1 statt (A_{21} ist die Übergangswahrscheinlichkeit).

3. Die *Induzierte Emission*, d.h. die Abgabe eines Lichtquants vom Niveau E_2 an das Strahlungsfeld unter der Einwirkung des Strahlungsfeldes. Da die Wechselwirkung von Dipol und Strahlungsfeld völlig symmetrisch ist, ist die Abgabe eines Lichtquants an das Strahlungsfeld (induzierte Emission) ebenso wahrscheinlich wie diejenige eines Quantes aus dem Strahlungsfeld an den Dipol (Absorption). Pro Sekunde finden deshalb $B_{12} N_2 u_\nu$ Prozesse statt.

Ihren konsequenten Ausdruck findet diese Symmetrie in der Quantisierung des Strahlungsfeldes nach DIRAC [9].

Im Gegensatz zur Spontanen Emission erfolgt die Induzierte Emission *kohärent* zum Strahlungsfeld.

Das Verhältnis der Übergangswahrscheinlichkeiten läßt sich leicht errechnen: Im stationären Zustand z.B. im thermischen Gleichgewicht, erfolgen gleich viele Prozesse in beiden Richtungen, also gilt

$$B_{12} N_1 u_\nu = A_{21} N_2 + B_{12} N_2 u_\nu.$$

Wenn die Strahlungsdichte u_ν der eines schwarzen Strahlers entspricht, also nach PLANCK den Wert hat

$$u_\nu = \frac{8\pi h \nu^3}{c^3} \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1}.$$

dann ist das Verhältnis N_2/N_1 der Besetzungszahlen nach BOLTZMANN gegeben zu

$$N_2/N_1 = e^{-h\nu/kT}$$

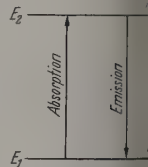


Abb. 2. Schema zur Erklärung von Absorption und Emission

man errechnet aus den drei vorstehenden Gleichungen

$$\frac{A_{21}}{B_{12}} = \frac{8\pi h \nu^3}{c^3}$$

Das Verhältnis gilt allgemein, auch im Falle des thermischen Ungleichgewichtes.

Das Verhältnis der Übergangswahrscheinlichkeiten spontaner und induzierter Emission ist also der Intensität der Frequenz proportional. Für einen Molekularverstärker verwendet man die induzierte Emission, die spontane Emission gibt als inkohärente Störung das Verstärker-Rauschen und setzt deshalb die Empfindlichkeit des Verstärkers herab. Das Verhältnis der Übergangswahrscheinlichkeiten wird für den Maserbetrieb deshalb mit abnehmender Frequenz günstiger.

Das Verhältnis der Intensitäten von induzierter Emission und Absorption wird durch die Besetzungszahlen der beiden beteiligten Niveaux bestimmt. Man betrachtet pro Zeiteinheit als Differenz von induzierter Emission und Absorption $B_{12} u_\nu (N_1 - N_2)$ verbleibt.

Für $N_1 > N_2$ überwiegt die Absorption.

Für $N_1 = N_2$ finden gleichviele Prozesse in beiden Richtungen statt: Das System ist transparent.

Für $N_1 < N_2$ überwiegt die Emission. Als Bedingung für den zum Molekularverstärker-Betrieb nötigen Emissionsfähigen Zustand erhält man also $N_2 > N_1$, bedeutet formal nach der Boltzmann-Gleichung niedrige Temperaturen.

Das Verhältnis der Besetzungszahlen wird im thermischen Gleichgewicht durch das Boltzmann-Gesetz bestimmt. Man erhält:

Im Sichtbaren ($\nu = 10^{15} \text{ sec}^{-1}$) $N_2/N_1 = e^{-10^3}$, d.h. die induzierten Emissionsprozesse fallen e^{1000} Absorptionsprozesse: hier findet praktisch ausschließliche Absorption statt.

Im Mikrowellengebiet ($\nu = 10^9 \text{ sec}^{-1}$) $N_2/N_1 = e^{-10^{-3}}$, auf 1000 Absorptions- fallen 999 induzierte Emissionsprozesse. Das hat 3 für das folgende wichtige Konsequenzen:

1. Der Übergang ist leicht zu sättigen ($N_1 = N_2$) durch Einstrahlung der Übergangsfrequenz mit hinreichender Intensität.

2. Es ist relativ leicht, einen induziert-emissionsfähigen Zustand herzustellen ($N_1 < N_2$).

3. Andererseits ist grundsätzlich die Ausbeute hoch, weil ein großer Bruchteil der Gesamtzahl der Übergangsprozessen sich gegenseitig kompensieren und nur eine kleine Differenz der Gesamtleistung beobachtbar ist.

4. Übergänge für Maser

Ein zu überwiegend induzierter Emission befähigter Zustand ist aus den angeführten Gründen am besten im Mikrowellengebiet (und im Gebiet kleinerer Frequenzen) erreichbar. Dazu kommt, daß im Mikrowellengebiet ein empfindlicher Verstärker bisher fehlt. Molekularverstärker wurden deshalb bisher nur für das Mikrowellengebiet, also für den Frequenzbereich einigen MHz bis zu einigen 10000 MHz, d.h. das Gebiet der Millimeter-, Zentimeter-, Dezimeter- und Meterwellen gebaut.

In diesem Spektralbereich liegen 3 Gruppen von optischen Übergängen zwischen atomaren bzw. molekularen Energie-Niveaux:

1. Rotations- und Inversions-Übergänge.
2. Zeeman-Übergänge zwischen Aufspaltungsniveaux elektronischer Zustände im Magnetfeld.

3. Stark-Übergänge zwischen Aufspaltungsniveaux elektronischer Zustände im elektrischen Feld.

Hiervon wurden bisher *Inversions-* und *Zeeman-*Übergänge verwendet sowie Übergänge zwischen *Stark-Niveaux* im Kristallfeld.

5. Quantitative Behandlung der wichtigsten Maser-Eigenschaften

Das Prinzip eines Molekularverstärkers läßt sich nunmehr leicht angeben: Man muß dafür sorgen, daß von 2 Energiezuständen eines Atoms oder Moleküls der obere stärker besetzt ist als der untere. Durch induzierte Emission wird dann die induzierende einfallende Strahlung verstärkt.

Die wichtigsten Verstärker-Eigenschaften, nämlich *Bandbreite*, *Verstärkungsfaktor* und *Leistung* sollen in vereinfachter Darstellung kurz allgemein behandelt werden. Dabei wollen wir uns hier auf die mikroskopische Darstellung beschränken, d.h. nur vom Verhalten einzelner Atome bzw. Moleküle sprechen.

Dazu müssen zunächst noch zwei phänomenologische Relaxationszeiten T_1 und T_2 eingeführt werden, die für die Wiederherstellung des thermischen Gleichgewichtes nach seiner Störung verantwortlich sind:

1. Die „Spin - Gitter - Relaxationszeit“ T_1 (auch longitudinale Relaxationszeit genannt) ist definiert durch die Gleichung

$$\frac{dE}{dt} = - \frac{\Delta E}{T_1}$$

(ΔE = Energiedifferenz der beiden Zustände)

und mißt die Abgabe der Anregungsenergie an die Umgebung, insbesondere an das Gitter durch Spin-Bahn-Kopplung in Kristallen. Sie nimmt mit abnehmender Temperatur zu.

2. Die „Spin-Spin-Relaxationszeit“ (transversale Relaxationszeit) T_2 mißt den Verlust bestimmter Phasenbeziehungen zwischen angeregten Zuständen, z.B. zwischen gleich orientierten Spins in Kristallen. Sie mißt also keinen Energie-, sondern einen Entropieausgleich. Einer der durch sie beschriebenen Prozesse ist das gleichzeitige entgegengesetzt gerichtete Umlappen zweier Spins. Sie ist im allgemeinen kürzer als T_1 , bestimmt deshalb die Linienbreite, ist unabhängig von der Temperatur, läßt sich jedoch verlängern durch magnetische Verdünnung mit diamagnetischen Ionen oder Molekülen.

Mit diesen beiden Relaxationszeiten kann man das Resonanzverhalten von Molekül- oder Atomangeregungszuständen, besonders von Zuständen mit unangesättigten Spins (Zeeman-Niveaux) in Festkörpern oft recht gut beschreiben. Zur exakten Behandlung benötigt man 3 Relaxationszeiten T_1 , T_2 und T_2' . In Festkörpern gilt jedoch in guter Näherung $T_2 = T_2'$ [2], [39]. Wegen der Ableitungen muß auf die Lehrbücher der Elektrodynamik und Mikrowellenphysik [1] bis [7] verwiesen werden.

Wir betrachten ein einfaches System mit 2 Energiezuständen, die Resonanzfrequenz sei ν_0 .

Die Resonanzgleichung für den Energieumsatz pro Sekunde als Funktion der Frequenz lautet dann im stationären Fall (und bei bestimmten Annahmen über den Wechselwirkungsmechanismus, die den häufigst realisierten experimentellen Verhältnissen entsprechen) (Abb. 3):

$$I = h\nu \cdot \frac{1}{2T_2} \cdot \left(\frac{\mu E}{h}\right)^2 \cdot \frac{1}{(\nu - \nu_0)^2 + \frac{1}{2\pi T_2} + \frac{T_1}{T_2} \left(\frac{\mu E}{h}\right)^2}$$

Energie mal Zahl der Übergänge pro Sekunde.

Dabei bedeuten μ das elektrische bzw. magnetische Moment, E die elektrische bzw. magnetische Feldstärke (elektrisch für elektrische, magnetisch für magnetische Dipolübergänge).

Aus der Resonanzgleichung folgt

1. I ist proportional ν , d.h. die Zahl der pro Sekunde erfolgenden Übergänge ist von ν unabhängig, wenn

$$(\nu - \nu_0)^2 \ll \left(\frac{1}{2\pi T_2}\right)^2 + \frac{T_1}{T_2} \left(\frac{\mu E}{h}\right)^2.$$

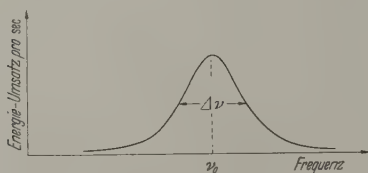


Abb. 3. Resonanzkurve

Das gibt als Ausdruck für die Resonanz-Linienbreite, und damit auch in erster Näherung für die Bandbreite des Verstärkers

$$(\nu - \nu_0)^2 \sim \left(\frac{1}{2\pi T_2}\right)^2 + \frac{T_1}{T_2} \left(\frac{\mu E}{h}\right)^2.$$

Große Bandbreiten hat man also wenn:

entweder T_2 klein ist: „natürliche“ Linienbreite
oder E groß ist: Sättigung.

2. I ist proportional E^2 , d.h. die Verstärkung ist linear, so lange

$$\frac{T_1}{T_2} \left(\frac{\mu E}{h}\right)^2 \ll \left(\frac{1}{2\pi T_2}\right)^2, \text{ d.h. } E \ll \frac{h}{2\pi \sqrt{T_1 T_2}},$$

d.h. so lange die Linienbreite nicht durch die Sättigung, sondern durch die Lebensdauer bestimmt wird.

Die lineare Bandbreite des Verstärkers ist dann gegeben durch den Ausdruck

$$\Delta \nu \sim \frac{1}{2\pi T_2}.$$

3. Der Verstärkungsfaktor als Verhältnis von austretender zu einfallender Strahlungsleistung errechnet sich näherungsweise zu

$$\alpha \sim \mu^2 \frac{N}{\Delta \nu}$$

(N = Anzahl der beteiligten Atome oder Moleküle). Das Produkt aus Bandbreite und Verstärkungsfaktor ist also eine Konstante.

4. Die Gesamtleistung des Verstärkers ergibt sich als Produkt der Energie $h\nu$ eines Überganges und der Anzahl von Übergängen pro Sekunde, $h\nu$ ist im

Mikrowellengebiet sehr klein, die Zahl der Übergänge wird durch Sättigung begrenzt. Molekularverstärker haben daher im allgemeinen sehr kleine Leistung.

6. Der NH_3 -Maser

Im folgenden sollen einige ausgeführte Mas-Anordnungen beschrieben werden, an erster Stelle Ammoniak-Maser von GORDON, ZEIGER und TOW [13] bis [16]. Dies ist der erste experimentell wirkliche Molekularverstärker.

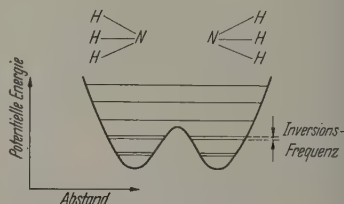


Abb. 4. Potentialkurve des NH_3 -Moleküls, schematisch, mit Schwingungs- und Inversions-Niveaux

Er arbeitet mit den Inversionszuständen des Ammoniak-Moleküls. Der emissionsfähige Zustand wird durch räumliche Trennung der Moleküle erzeugt, die sich in verschiedenen Energiezuständen befinden.

Unter Inversion versteht man folgendes (Abb. 4). Für das N-Atom gibt es zwei mögliche Lagen im NH_3 -Molekül: rechts und links von der durch die 3 H-Atome gebildeten Ebene. Diesen beiden Konfigurationen lassen sich quantenmechanisch 2 Zustände zuordnen. Der Übergang vom einen zu

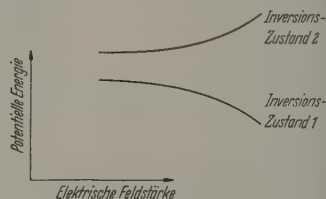


Abb. 5. Stark-Effekt im NH_3 -Molekül (schematisch)

anderen Zustand ist wegen des dazwischen liegenden Potentialberges nur mittels des Tunneleffektes möglich.

Die Existenz dieser beiden Zustände führt zu einer Aufspaltung der Schwingungs-Niveaux des Moleküls in je 2 Unter-Niveaux. Der Betrag der Aufspaltung $\Delta E = h\nu_{\text{Inv}}$ bestimmt die Inversionsfrequenz ν_{Inv} .

Klassisch kann man die Inversions-Aufspaltung in folgender Weise anschaulich machen, indem man sie auf das Beispiel der gekoppelten Pendel zurückführt: Im zeitlichen Mittel befindet sich je $1/2$ N-Atom rechts und links von der Ebene der H-Atome. Die Schwingung der beiden „halben“ N-Atome relativ zur Ebene der H-Atome kann nun symmetrisch oder antisymmetrisch erfolgen. Die Kopplungsenergie, die hier die Energie der Inversionsfrequenz — bestimmt dann die Frequenz-Differenz der beiden Schwingungen.

Für jeden Rotations- und Schwingungszustand des Moleküls gibt es eine eigene Inversionsfrequenz. Die intensivste liegt bei 24000 MHz = 1,25 cm.

Zwei Moleküle in unterschiedlichem Inversionszustand zeigen im elektrischen Feld einen quadratischen Stark-Effekt entgegengesetzten Vorzeichens.

bedeutet: Man kann sie durch ein inhomogenes elektrisches Feld, das eine bewegende Kraft auf sie ausübt, räumlich voneinander trennen (Abb. 5). Wenn es gelingt, nur Moleküle des oberen Inversionszustandes in einen Hohlraumresonator eintreten zu lassen, so sind alle Voraussetzungen für einen Maserbetrieb erfüllt. Ein Ammoniak-Maser sieht also folgendermaßen aus (Abb. 6):

Ein Molekularstrahl aus NH_3 mit einer möglichst einheitlichen Richtung und Geschwindigkeit durchläuft danach ein von innen nach außen wachsendes inhomogenes elektrisches Feld, das nur Moleküle im oberen Inversionszustand durchläßt und die anderen in einen Hohlraumresonator sammelt. Das elektrische Feld wird durch eine 4- oder 6-Pol-Anordnung mit auf einem Kreise angeordneten, abwechselnd positiv und negativ aufgeladenen Elektroden erzeugt („Focuser“). Im Hohlraumresonator wird gleichzeitig die Resonanzfrequenz eingestrahlt. Diese Strahlung wird durch induzierte Emission der NH_3 -Moleküle verstärkt. Die Moleküle verlassen den Resonator im unteren Inversionszustand.

Die Anordnung arbeitet als Verstärker, so lange die Energie der Moleküle in dem Resonator kohärent ist. Die Energie, die Wandverluste überwiegt, und die Strahlung als Oszillator, wenn die gesamte ausgekoppelte Energie im Resonator entsteht. Sie hat die folgenden charakteristischen Eigenschaften:

Resonanzfrequenz: 24 kHz; nur in kleinen Grenzen, z. B. durch den Stark-Effekt, variierbar.

Bandbreite: einige kHz. Sie wird durch die Zeit der kohärenten Wechselwirkung mit der Umgebung bestimmt, das ist hier die Zeit zum Durchfliegen des Resonators.

Eingangsleistung: für lineare Verstärkung höchstens 10^{-10} W.

Frequenzkonstanz: kurzzeitig $1:10^{12}$.

Man kann die Bandbreite vergrößern durch Verändern des Resonators — das setzt jedoch zugleich die Leistung herab. Andere Ausführungsformen des Ammoniak-Masers (mit höherem Gasdruck und Dopplerverbreiterung [10]) geben Bandbreiten von etwa 10 kHz.

Der NH_3 -Maser stellt sicher einen Sonderfall dar, das NH_3 -Molekül das einzige Molekül ist, dessen Inversionszustände im Mikrowellengebiet liegen. Seine wesentlichen Nachteile als Verstärker sind:

keine feste Frequenz,
keine geringe Bandbreite,
keine geringe Leistung.

Seine Bedeutung liegt deshalb weniger auf dem Verstärkergebiet, dagegen ist er wertvoll als Frequenzstandard und als Spektrometer. Als Verstärker ist der Festkörper-Maser weit überlegen.

7. Der Festkörper-Maser

Der Festkörper-Maser arbeitet mit Übergängen zwischen Zeeman-Niveaus in Kristallen.

Ein Atom, Ion oder Molekül mit dem Spin $s = \frac{1}{2}$ spaltet sich auf Grund der Quantenbedingungen nur in zwei Richtungen zu einem magnetischen Feld H_0 ein (Abb. 7). Es besitzt das magnetische Moment

$$\mu_z = g \sqrt{\frac{1}{2}(\frac{1}{2} + 1)} \mu_B \quad \text{mit} \quad \mu_B = \frac{e\hbar}{2mc}.$$

Die Projektion dieses Momentes auf die Richtung des äußeren Feldes hat den Wert

$$g/2 \cdot \mu_B$$

und die Energie „parallel“ zum Feld H_0 beträgt

$$-g/2 H_0 \mu_B,$$

diejenige „antiparallel“ zu H_0

$$+g/2 H_0 \mu_B.$$

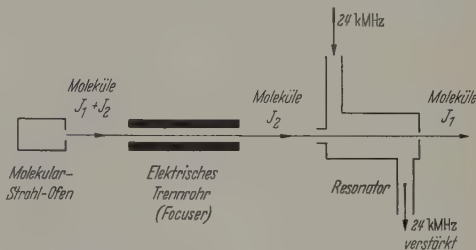


Abb. 6. Prinzip des NH_3 -Masers. Mit J_1 und J_2 sind die NH_3 -Moleküle im unteren und oberen Inversionszustand bezeichnet

Die Energiedifferenz zwischen beiden Einstellmöglichkeiten beträgt damit

$$\Delta E = g \mu_B H_0.$$

Ein Magnetfeld H_1 senkrecht zu H_0 induziert Übergänge zwischen diesen beiden Zuständen, wenn seine

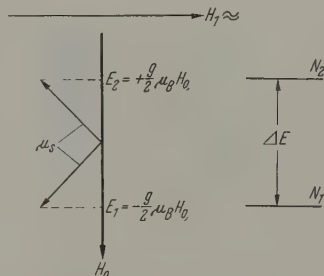


Abb. 7. Energieschema zur Elektronenresonanz

Frequenz der Gleichung gehorcht

$$h\nu = \Delta E = g \mu_B H_0$$

oder ν (in MHz) $= 2,8 H_0$ (in Oerstedt) mit dem g -Faktor des freien Elektrons.

Für ein Teilchen mit dem Spin $n/2$ gibt es $n+1$ Einstellmöglichkeiten $-n/2 \dots +n/2$, deren Energiewerte sich jeweils um den gleichen Betrag $g \mu_B H_0$ unterscheiden. Wegen der Auswahlregel $\Delta m = 1$ (m = magnetische Quantenzahl) sollte jeweils nur eine Frequenz möglich sein.

Tatsächlich stellen sich die Elektronen-Momente im Kristall jedoch nicht nur zum angelegten Feld H_0 ein, sondern auch zum Kristallfeld. Dadurch werden in Kristallen die Energieabstände zwischen den verschiedenen Feinstruktur-Niveaus ungleich, und man beobachtet tatsächlich $n+1$ verschiedene Frequenzen im allgemeinen Falle [1].

Ein Festkörper-Maser entsteht aus einem paramagnetischen Kristall dadurch, daß man das thermische Gleichgewicht für die Besetzungszahlen der Zeeman-Niveaus stört, indem man ein höheres Niveau

stärker bevölkert als ein tieferes. Dies geschieht im 2-Niveau-Maser durch Spin-Umkehr, im 3-Niveau-Maser durch Sättigen eines Überganges, dessen Frequenz höher liegt als diejenige der zu verstärkenden Strahlung (Signalfrequenz).

In jedem Falle ist die Signalfrequenz eine Funktion der Magnetfeldstärke H_0 . Man benötigt im allgemeinen tiefste Temperaturen, um die zur Aufrechterhaltung des thermischen Ungleichgewichtes nötige Pumpleistung klein zu halten und um die für die Signalleistung maßgebende Differenz der Besetzungszahlen zu erhöhen. Die Arbeitstemperaturen der bisher beschriebenen Festkörper-Maser liegen deshalb zwischen 1,2 und 4,2° K.

Beim 2-Niveau-Maser (Abb. 8) erreicht man die Umkehr des Spinsystems durch einen 180°-Impuls oder durch adiabatischen Resonanzdurchgang (adiabatic fast passage). Darunter versteht man folgendes:

a) Der 180°-Impuls. Nach BLOCH erreicht man mit einem kurzen, starken Hochfrequenz-Impuls, für den gilt

$$\nu \sim \nu_0 \quad \text{und} \quad \mu E T / \hbar = \frac{1}{2} \quad (T = \text{Impulsdauer})$$

dann eine Umkehrung der Besetzungszahlen N_1 und N_2 zweier Energieniveaus E_1 und E_2 , wenn die Impulsdauer

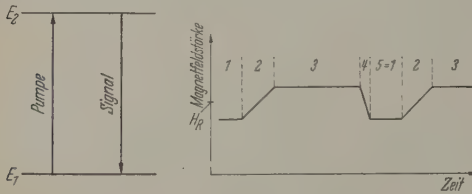


Abb. 8

Abb. 9

Abb. 8. Niveauschema des 2-Niveau-Maser

Abb. 9. Magnetfeld als Funktion der Zeit bei einem mit adiabatischem Resonanzdurchgang betriebenen 2-Niveau-Maser. H_R ist die Resonanzfeldstärke. Bezeichnung der Bereiche nach dem Text

klein ist gegen die Relaxationszeit des Systems. Mit den erreichbaren Feldstärken kann man mit Impulsdauern von etwa 1 μsec noch arbeiten.

Besser als diese Methode, bei der es auf die sehr genaue Einhaltung der Resonanzfrequenz ν_0 ankommt, ist die zweite, sehr ähnliche Methode:

b) Der adiabatische Resonanzdurchgang: Nach BLOCH erhält man beim langsamen Durchschreiten der Resonanzfrequenz ν_0 (durch Variieren des Magnetfeldes oder der Frequenz) dann eine Spin-Umkehr, wenn man die folgenden Bedingungen einhält:

a) Adiabatisches Überschreiten der Resonanzfrequenz, d.h. die Moleküle müssen Gelegenheit haben, sich dem Felde folgend in quasistationäre Zwischenzustände einzustellen.

b) Durchgang rasch gegenüber den Relaxationszeiten.

c) Pumpleistung groß gegen Signalleistung der Strahlung.

Mit beiden Methoden kann man einen 2-Niveau-Maser betreiben. Er arbeitet dann im Impulsbetrieb wie folgt (Abb. 9).

Im Bereich 1 befindet sich die Anordnung im thermischen Gleichgewicht. Im Bereich 2 wird durch adiabatischen Resonanzdurchgang die Besetzungszahl der beiden Niveaus vertauscht, die Anordnung wird dadurch in einen emissionsfähigen Zustand versetzt und arbeitet im Bereich 3 als Verstärker für die Frequenz $\nu = \mu g H / \hbar$. Die Zeitdauer des Bereichs 3 liegt in der Größenordnung der Relaxationszeit T_1 . Im Bereich 4 wird das Magnetfeld auf seinen Ausgangswert zurückgeführt, im Bereich 5 muß sich dann wieder das thermische Gleichgewicht einstellen. Anschließend beginnt dasselbe von vorne.

Der erste 2-Niveau-Maser von COMBRISON, HONIG und TOWNES [18] arbeitet mit Si-Kristallen, die Donator-Atome (P, As, Sb) enthalten, wobei die paramagnetischen Elektronen im Coulombfeld des Donators

festgehalten werden. Hier konnte die Regenerierungszeit (Bereich 5) durch Lichteinstrahlung auf ein μsec verkürzt werden, d.h. die Anordnung arbeitet praktisch kontinuierlich. Durch geeignete Anordnungen, etwa rotierende Kristalle, kann man ein wirklich kontinuierlichen Betrieb erreichen. Die Betriebsdaten eines anderen 2-Niveau-Maser, der paramagnetischen Fehlstellen in MgO- und Zn-Kristallen arbeitet, enthält Tabelle 1 [25].

Den Nachteil des 2-Niveau-Maser, nämlich man die zu verstärkende Frequenz bereits in hoher Intensität zum Pumpen benötigt, vermeidet man 3-Niveau-Maser [17]. Nach diesem Prinzip arbeiten die meisten der bisher bekannt gewordenen Maser-Anordnungen.

Hier erreicht man die Störung des thermischen Gleichgewichtes durch Sättigen des Überganges z.

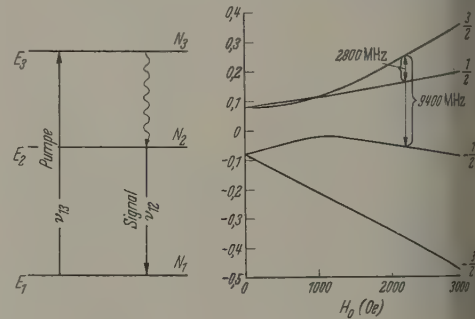


Abb. 10

Abb. 11

Abb. 10. Schema eines 3-Niveau-Maser. Hier ist angenommen, daß Relaxationszeit T_{23} klein ist gegen T_{21} und T_{11} . Dann ist ν_{12} die Signalfrequenz. Der Übergang von E_3 nach E_1 erfolgt strahlungslos.

Abb. 11. Energie-Niveauschema für Cr^{+++} im $\text{K}_2\text{Cr}(\text{CN})_6$ -Kristall als Funktion der Magnetfeldstärke. H_0 ist parallel zur c-Achse des Kristalls orientiert. Die Pfeile bezeichnen den Arbeitspunkt des Maser. Nach [17].

schen 2 Energieniveaus E_1 und E_3 , also durch ein Übergang $\Delta m = 2$ mit der Frequenz ν_{13} (Abb. 1). Je nachdem ob die Relaxationszeit für den Übergang von E_3 nach E_2 oder die von E_2 nach E_1 die größte ist, erreicht man durch die Sättigung mit der Frequenz ν_{13} einen emissionsfähigen Zustand für die Frequenz ν_{12} (zwischen E_3 und E_2) oder für die Frequenz ν_{21} (zwischen E_2 und E_1), da die Besetzungszahl N_2 des Niveaus E_2 nur durch Relaxationsprozesse von E_3 vom thermischen Gleichgewicht entfernt wird. Es gilt also $N_3 = N_1 > N_2$, und die Anordnung ist emittierend für ν_{23} , wenn $T_{12} > T_{23}$ oder für ν_{12} , wenn $T_{12} < T_{23}$. Hier bedeuten die Ausdrücke T_{ij} die Spin-Gitter-Relaxationszeiten zwischen den bezeichneten Niveaus.

Dieser Maser-Typ stellt sehr spezielle Anforderungen an das verwendete System, und zwar typischer Festkörper-Eigenschaften: Es muß sein 1. $\nu_{12} \neq \nu_{21}$, 2. $\Delta m = 2$ erlaubt; 3. T_{13} groß, um die Pumpleistung klein zu halten; 4. es müssen bestimmte Beziehungen zwischen den Größen der Relaxationszeiten und den Energieabständen zwischen den 3 Niveaus eingehalten werden.

Dazu kommen technische Anforderungen: man braucht tiefste Temperaturen und einen Hohlraumresonator für 2 verschiedene Frequenzen.

Wie man diese Anforderungen gleichzeitig erfüllen soll an einem Beispiel ausführlich gezeigt werden

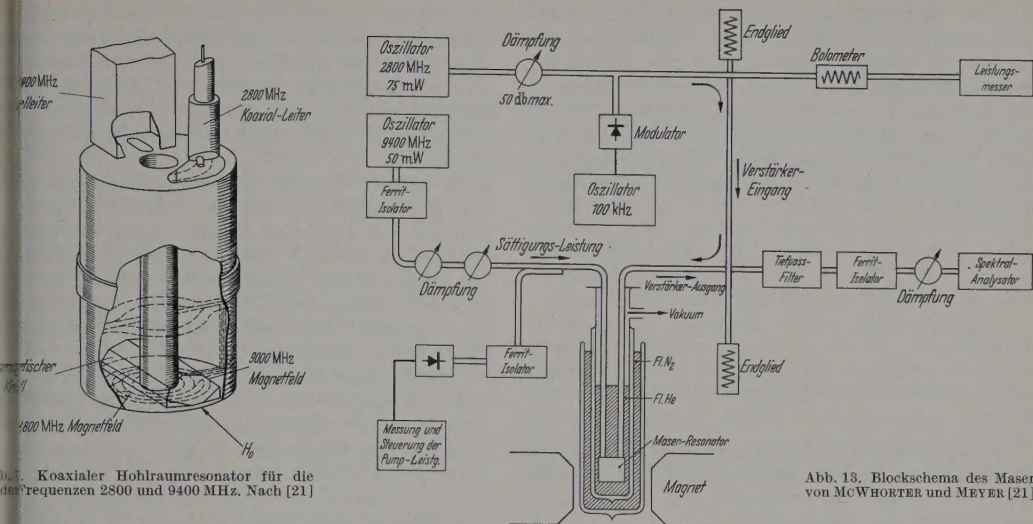


Abb. 13. Blockschema des Maser von McWHORTER und MEYER [21]

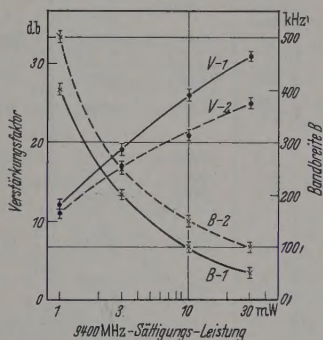
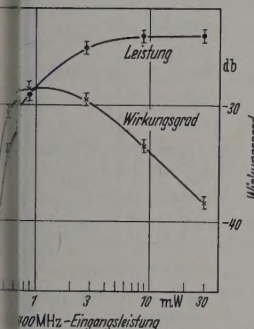


Abb. 15. Verstärkungsfaktor und Bandbreite des Maser von McWHORTER und MEYER für zwei verschiedene Kopplungsgrade. Aus [21]

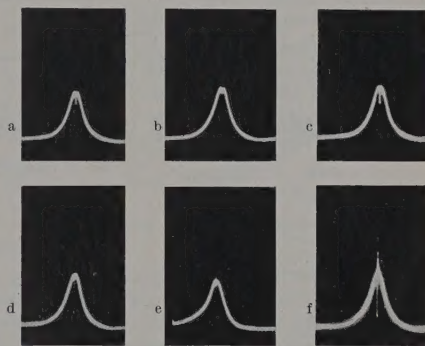


Abb. 16 a-f. Oszillographen-Kurven zum Maser-Betrieb. Erklärung im Text. In den Teilbildern a und b ist die Pumpleistung Null. In den Teilbildern e und f ist die Sättigungsleistung und damit der Maser-Betrieb erreicht. Aus [21]

3-Niveau-Maser von McWHORTER und MEYER [22].

Der Maser arbeitet mit dem $^4\text{S}_{3/2}$ -Grundzustand der $^{63}\text{Ni}^{++}$ -Ionen in Mischkristallen aus $\text{K}_3\text{Co}(\text{CN})_6$ mit 0,5% Cr. Die Anzahl der Spins pro Niveau beträgt etwa 10^{19} cm^{-3} . Man verwendet reguläre Einkristalle, um durch diamagnetische Verdünnung die Spin-Spin-Relaxationszeit der Cr-Ionen in die gewünschte Größenordnung zu bringen.

Durch Veränderung der Parameter Magnetfeldstärke H_0 und Orientierung des Kristalls relativ zum Magnetfeld kann man in weiten Grenzen jede beliebige Kombination von Pump- und Signalfrequenz erreichen. Abb. 11 zeigt das Aufspaltungsbild für die hier gewählte Kristallorientierung. Bei der ausgewählten Feldstärke H_0 von etwa 2200 Oe liegt die Pumpfrequenz (9400 MHz) im X-Band. Die Signalfrequenz beträgt 2800 MHz. Der für beide Frequenzen abgestimmte Koaxial-Resonator (Abb. 12) schwingt für einen Rechteck-Hohlleiter eingeführte Pumpfrequenz in der Schwingungsform TE_{113} , für die koaxial ein- und ausgeführte Signalfrequenz in der Schwingungsform TEM . Er wird als Reflexionsresonator nach Abb. 13 betrieben. Wegen der extrem langen Relaxationszeit T_1 (bei $1,25^\circ \text{ K}$ etwa 0,2 sec)

benötigt man relativ kleine Pumpleistungen und erreicht bei etwa 1 mW bereits Sättigung. Dabei beträgt der Sättigungswert der Signalleistung etwa $3 \mu\text{W}$ (Abb. 14). In Abb. 15 sind schließlich die Meßwerte von Bandbreite und Verstärkungsfaktor als Funktion der Pumpleistung eingetragen. Die Werte bestätigen die angenäherte Konstanz des Produktes aus Bandbreite und Verstärkungsfaktor.

Abb. 16 zeigt das vom Hohlraum-Resonator bei verschiedenen Pumpleistungen reflektierte Signal, wie es auf dem Schirm eines Oszillographen erscheint. Dabei ist als Abszisse die magnetische Feldstärke oder die Frequenz und als Ordinate die Intensität aufgetragen. In Abb. 16a und b ist die Pumpleistung noch Null. Man sieht in dem breiten Klystron-Emissionsbereich (Abb. 16a) als schwache Absorption die Hohlraumresonator-Resonanz bei 2800 MHz. In Teilfigur 16b ist das Magnetfeld H_0 auf den Resonanzwert eingestellt. Dadurch wird die reflektierte Leistung noch etwas erhöht, die Absorption des mit dem Maser-Kristall gefüllten Resonators etwas schwächer. Abb. 16c bis f zeigen die Verhältnisse bei zunehmender Pumpleistung (mit der Frequenz 9400 MHz). Die geringe Änderung der Reflexion in Abb. 16c und d bei schwächerer Pumpleistung soll hier nicht weiter diskutiert

werden. Wenn die Sättigungsleistung erreicht oder überschritten ist (Abb. 16 e und f) erhält man die gewünschte Verstärkung des einfallenden Signals, d.h. den Maser-Betrieb. In diesen beiden Teilbildern ist die Leistung, die auf dem Oszillographenschirm als Summe von reflektierter einfallender und im Resonator entstandener (verstärkter) Strahlung registriert wird, größer als die einfallende Leistung in der Signalfrequenz.

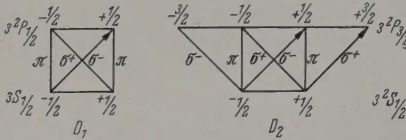


Abb. 17. Zeeman-Struktur der Na-D-Linien zur Erklärung des optischen Pumpens

Andere 3-Niveau-Maser arbeiten zum Teil mit dem gleichen Salz in anderen Frequenzbereichen [23], [24], [26]. Besonders zu erwähnen ist noch der erste in der Literatur beschriebene 3-Niveau-Maser von SCOVIL, FEHER und SEIDEL [19], [20]. Er verwendet den $^{87}\text{Sr}^{2+}$ -Grundzustand des Gd-Ions in Lanthan-Äthylsulfat. Ein geringer Zusatz von Ce macht die

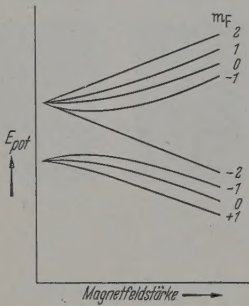


Abb. 18. Hyperfeinstruktur und Zeeman-Effekt des Grundzustandes von ^{23}Na

Relaxationszeiten T_{12} und T_{23} (Abb. 10) um einen Faktor 10 voneinander verschieden.

Die Betriebsdaten einiger Maser sind in Tabelle 1 zusammengestellt.

8. Andere Maser und Molekularverstärker

Von zahlreichen denkbaren weiteren Maser-Anordnungen sollen hier nur kurz 4 Typen beschrieben werden.

1. Der Kernquadrupol-Maser im Radiofrequenz-Gebiet arbeitet ohne Magnetfeld als 3-Niveau-Maser [28]. Wenn der Kernspin I mindestens $\frac{5}{2}$ beträgt, gibt es im Kristallfeld von geringerer als kubischer Symmetrie mindestens 3 Energieniveaus von unterschiedlichem Abstand. Übergänge mit $\Delta m = 2$ sind möglich. Dieser Maser existiert bisher nur als Vorschlag und hat zwei große Nachteile: Die Energieabstände sind nicht mit dem Magnetfeld einstellbar, und die Übergangswahrscheinlichkeiten sind sehr klein.

2. Einen kontinuierlichen 2-Niveau-Maser für Radiofrequenzgebiet (einige MHz) beschreiben BEN u.a. [29]. Er arbeitet mit Protonen-Resonanz. Der kontinuierliche Betrieb wird dadurch erreicht, daß Wasser in einem geschlossenen Kreislauf einer Verstärkungs- und einen Regenerierungsteil durchfließt.

3. Maser mit optischem Pumpen. KASTLER bis [32] hat gezeigt, daß man durch Absorption polarisiertem Licht und darauf folgende Emission unpolarisiertem Licht die Besetzungsverhältnisse Hyperfeinstruktur-Termen stark ändern und so umkehren kann. Der Prozeß wurde „Optisches Pumpen“ genannt. Wir wollen ihn hier am Beispiel Na-D-Linien erläutern (Abb. 17).

Im Magnetfeld H_z spalten die Terme des Na-Atoms in die Zeeman-Niveaus auf. Ein zirkular polarisiertes Photon, das in z-Richtung fliegt, hat in dieser Richtung das Impulsmoment $+1$ oder -1 , je nach dem Sinne seiner Zirkularpolarisation. $M_z = +1$ bedeutet

Tabelle 1. Einige Maser

| Substanz | Temperatur K° | Frequenz, MHz | | Leistung, Watt | | Gewinn | Zusatz |
|--|------------------|---|--------|--|---|------------|--------|
| | | Pumpe | Signal | Pumpe | Signal | | |
| NH ₃ | 300 | 24000 | 24000 | 10 ⁻¹⁰ | 10 ⁻¹¹ | 10 db | [1] |
| La(C ₂ H ₅ SO ₄) ₃ : Gd + 0,02% Ce | 1,2 | 17500 | 9000 | 0,2 | 1,5 · 10 ⁻⁵ | | [2] |
| K ₃ Co(CN) ₆ ·Cr | 1,2 | 9400 | 2800 | 0,02 | 2 · 10 ⁻⁶ | 20 db | [2] |
| | 2 | 8000 | 1400 | 0,09 | 1 · 10 ⁻⁶ | 5 db | [2] |
| | 4,2 | 9000 | 2850 | | 15 · 10 ⁻⁶ | Oszillator | [2] |
| Al ₂ O ₃ :Cr 0,1% (Rubin) | 4,2 | 2400 | 9300 | 0,12 | | 20 db | [2] |
| Quarz-, MgO-Einkristalle mit paramagnetischen Fehlstellen durch Neutronenbeschuß | 4,2 | 9000 | 9000 | | 10 ⁻² während jeweils 1 msec | 20 db | [2] |
| | | Inversionsdauer 10 ⁻⁴ sec, 10mal pro Sekunde | | Verstärkungsdauer jeweils 1 msec | | | |
| Ferrite | 300 | 9000 | 4500 | 20000 in Impulsen von 3 · 10 ⁻⁶ sec | 100 | 8 db | [3] |

für optische Übergänge die Auswahlregel $\Delta m = 0$, d.h. es finden nur σ^+ -Übergänge statt.

Die Auswahlregel für Spontanemission lautet gegen $\Delta m = \pm 1$ oder 0. Als Folge dieser beiden Prozesse findet eine allmähliche Anreicherung der Unter-Niveaus mit kleinem m -Wert statt.

Die gleiche Betrachtung gilt nun auch für aus Elektronen- und Kernmoment zusammengesetzte Gesamtmoment F . Für ^{23}Na mit dem Kernspin $I = \frac{3}{2}$ ist die Hyperfeinstruktur-Aufspaltung in Abb. 18 dargestellt. Man kann hier leicht zeigen, daß durch Licht die Besetzung der $+2$ -Zustände angereicht wird, durch σ^- -Licht diejenige der -2 -Zustände. Die Mikrowellen-Übergänge zwischen den verschiedenen m_F -Zuständen sind dann die Molekularverstärker-Frequenzen. Das optische Pumpen geschieht dabei durch sichtbares polarisiertes Licht.

Man kann mit dieser interessanten Methodik wohl im Grund- wie auch in Anregungszuständen die Besetzungsverhältnisse der Hyperfeinstruktur-Termen umkehren und Atomkerne ausrichten [31] bis [32].

Maser-Betrieb wurde sie schon vorgeschlagen, sind noch keine experimentellen Ergebnisse bekannt geworden. Ihre Nachteile sind die extrem geringe Bandbreite, die geringe Verstärkung und die geringe Ausbeute. Man ist auf freie Atome angewiesen, sonst die Hyperfeinstruktur-Niveaus nicht mehr genügend getrennt sind. Hauptvorteil ist der geringere technische Aufwand: Zum Pumpen benötigt man nicht den relativ großen Aufwand der Mikroelektronik.

Einen in Wirkungsweise und besonders in der Leistung völlig anderen Maser-Typ hat SUHL beschrieben: den *Ferromagnetischen Maser* [33], [34]. Er benutzt ferromagnetische Resonanzen, d.h. die Mischung des Magnetisierungsfaktors um H_0 . Jedoch ist hier das „innere Feld“ sehr stark, so daß Präzession in Wirklichkeit um ein effektives Feld erfolgt, für das gilt

$$H_{\text{eff}} = H_0 + 4\pi M \quad \text{mit} \quad M \gg H_0.$$

Die thermische Bewegung des Spinsystems wirkt Störung für die Präzession, und die Präzession der Pumpfrequenz koppelt mit anderen Resonanzfrequenzen der Präzession (deren Richtung und Frequenz durch die Austausch-Wechselwirkung gegeben). Für $\nu = \nu_1 + \nu_2$ ist dann ν die Pumpfrequenz, ν_1 oder ν_2 die Signalfrequenz. Ist die Pumpleistung genügend groß, so wird die Präzession, mit der Pumpfrequenz ν instabil und Oszillation mit den Frequenzen ν_1 und ν_2 beginnt. Für die Frequenzen ν_1 und ν_2 haben die Hochfrequenzfelder eine andere Anordnung im Kristall (einem Ferrit) als ν , und man kann durch geeignete Wahl der Hochfrequenz-Resonanzelemente die geeigneten Frequenzen ν_1 und ν_2 herausuchen. Dazu wird wieder ein für verschiedene Frequenzen abgestimmter Hohlraumresonator benötigt. Eine praktische Ausführung ist Abb. 19.

Ferromagnetische Verstärker sind nicht eigentlich Molekularverstärker, wohl aber Maser. Sie arbeiten im Impulsbetrieb mit relativ hohen Leistungen. Ihr Hauptvorteil ist der, daß die Notwendigkeit hoher Temperaturen wegfällt (Tabelle 1). Vielleicht wird der Ferromagnetische Maser die meisten Ausarbeiten auf technische Anwendung.

Doch läßt sich die Richtung, in der die Maserentwicklung weiter gehen wird, heute noch nicht aussagen. Der Molekularverstärker ist noch sehr neu und gehört noch weitgehend zum Interessensgebiet des Physikers, mehr als zu dem des Technikers. Man kann aber mit Sicherheit voraussagen, daß in den nächsten Jahren die hier beschriebenen Verstärker weiter entwickelt und neue Anordnungen ausgearbeitet werden.

Anwendungsbereich des Molekularverstärkers

Die meisten technischen Fragen im Zusammenhang mit dem Betrieb eines Molekularverstärkers sollen in dem Bericht noch unberücksichtigt bleiben, z.B. der Auskopplung der verstärkten Leistung aus dem Resonator. Nötig erscheint jedoch noch eine Diskussion seines Anwendungsbereiches.

Die Ausgangsleistung eines Molekularverstärkers ist aus prinzipiellen Gründen klein (eine Ausnahme ist der ferromagnetische Verstärker). Zu seinem

Betrieb ist ein erheblicher experimenteller Aufwand nötig, und man muß eine weit höhere Pumpleistung aufbringen, als man als Signalleistung entnehmen kann. Wenn trotzdem ein großes technisches Interesse am Maser besteht, dann deshalb, weil er zwar kein Leistungs-, aber ein *sehr empfindlicher Verstärker* ist.

Die Empfindlichkeit eines Verstärkers wird durch das Verstärker-Rauschen begrenzt. Während die üblichen elektronischen Verstärker im Frequenzgebiet oberhalb etwa 10 MHz sehr unempfindlich werden, hat der Maser auch hier ein extrem günstiges Signal-Rausch-Verhältnis.

Das Rauschen im Molekularverstärker hat prinzipiell andere Ursachen als im elektronischen Verstärker. Maser-Rauschquellen sind: 1. Die schwarze Strahlung von den Wänden der Hohlleiter und Resonatoren. Sie induziert zum Signal inkohärente, also Rausch-Emission. Diese Rauschleistung fällt bei tiefen Temperaturen und hinreichend hoher Eingangsleistung nicht ins Gewicht. 2. Die inkohärente

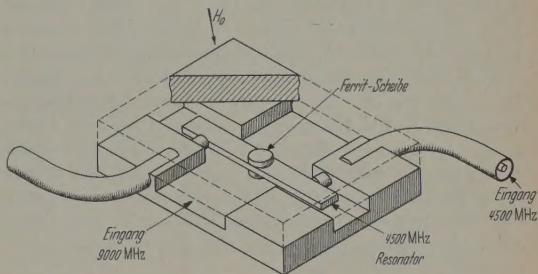


Abb. 19. Hohlraumresonator für einen Ferrit-Maser. Aus [34]

Spontanemission. Sie ist in ihrer Intensität proportional der Anzahl der im oberen Zustand befindlichen Atome bzw. Moleküle, jedoch nach S. 481 im Mikrowellengebiet schwach gegenüber der induzierten Emission.

Man charakterisiert das Rauschen durch eine Rauschzahl

$$F = \frac{\frac{\text{Signalleistung}}{\text{Rauschleistung}} \text{ am Eingang}}{\frac{\text{Signalleistung}}{\text{Rauschleistung}} \text{ am Ausgang}} = \frac{\frac{S}{k T \Delta \nu}}{\frac{g S}{g k T \Delta \nu + R}}$$

(R = Rauschen, das im Verstärker entsteht. Für $R = 0$ wird $F = 1$; g = Verstärkungsfaktor)

oder durch eine Rauschtemperatur, d.h. durch die Temperatur eines schwarzen Strahlers mit der gleichen Strahlungsleistung im Wellenlängenbereich des Verstärkers.

Experimentell und theoretisch konnte man zeigen, daß die Rauschtemperatur eines Molekularverstärkers kleiner als 20° K, seine Rauschzahl klein gegen 1 db ist [35] bis [38]. Sie wird weitgehend durch die Zuleitungen und nicht durch den Verstärker selbst erzeugt. Zum Vergleich die Daten eines üblichen elektronischen Verstärkers: Rauschtemperatur etwa 1000° K, Rauschzahl etwa 10 db.

Ein Molekularverstärker ist also um mindestens 2 Größenordnungen empfindlicher als ein elektronischer Verstärker, und man kann einen Maser oder eventuell mehrere Maser hintereinander als Vorverstärker benutzen, um ein Signal so weit zu verstärken, daß es elektronisch weiter verarbeitet werden kann.

In seiner Empfindlichkeit ist der Maser ohne Konkurrenz, deshalb nimmt man seinen extrem ungünstigen Wirkungsgrad in Kauf. So verspricht man sich z. B. von einem Maser für die interstellare 21 cm-Linie des Wasserstoffs eine größere Reichweite in den Welt-raum als sie die größten Spiegelteleskope ermöglichen [17].

Praktische Verwendung eines Maser wurde bisher noch nicht bekannt. Seine kleine Rauschzahl bedeutet eine hohe spektrale Reinheit, wenn man die Maser-Anordnung als Oszillator benutzt. Man erreicht eine Frequenzkonstanz von etwa 10^{12} für $\nu/\Delta\nu$ und benutzt solche Oszillatoren deshalb als Frequenzstandard.

Zum Schluß noch ein Wort über den Frequenzbereich, der für Molekularverstärker in Frage kommt. Bisher hat man sich weitgehend auf das Gebiet der Mikrowellen beschränkt. Prinzipiell gibt es keine Grenze für den Molekularverstärker. Bei höheren Frequenzen nimmt jedoch die Spontanemission und damit seine Rauschleistung zu, und seine extrem hohe Empfindlichkeit geht verloren. Bei tieferen Frequenzen, etwa im Radiofrequenz-Gebiet, wird die Ankopplung der magnetischen Dipole an das Strahlungsfeld kleiner, und die thermischen Besetzungsunterschiede der Niveaux, zwischen denen die Übergänge erfolgen, werden sehr klein. Deshalb werden hier Leistung und Wirkungsgrad geringer. Vielleicht ist es deshalb kein Zufall, daß der Molekularverstärker im Mikrowellengebiet entwickelt wurde, und man wird am ehesten dort seine Zukunft erwarten.

Literatur

Paramagnetische Resonanz und Mikrowellenphysik allgemein

- [1] BLEANEY, B., and K. W. H. STEVENS: Rep. Progr. Phys. **16**, 108 (1953). — [2] WERTZ, J. E.: Chem. Rev. **55**, 849 (1953). — [3] INGRAM, D. J. E.: Spectroscopy at Radio and Microwave Frequencies. London: Butterworth 1955. — [4] GORDY, W., W. V. SMITH and R. F. TRAMBARULO: Microwave Spectroscopy. New York 1953. — [5] TOWNES, C. H., and A. L. SCHAWLOW: Microwave Spectroscopy. New York 1955. — [6] KOPFERMANN, H.: Kernmomente. Frankfurt 1956. — [7] HAUSER, K. H.: Angew. Chem. **68**, 729 (1956).

Induzierte Emission

- [8] EINSTEIN, A.: Phys. Z. **18**, 121 (1917). — [9] CONDON, E. U., and G. H. SHORTLEY: The Theory of Atomic Spectra. Cambridge 1951.

Maser und Molekularverstärker allgemein

- [10] WITTKÉ, J. P.: Proc. Inst. Radio Engrs. **45**, 291 (1957). — [11] BASOV, N. G., i A. M. PROKHOROV: Zhurn. eksp. i

teoret. Fiz. **28**, 249 (1955) = Soviet Phys. JETP **1**, 184 (1955) sowie Zhurn. eksp. i teoret. Fiz. **27**, 431 (1954). — [12] J. VAN, A.: Phys. Rev. **107**, 1579 (1957).

NH₃-Maser

- [13] GORDON, J. P., H. J. ZEIGER and C. H. TOWNES: Phys. Rev. **99**, 1253, 1264 (1955). — [14] GORDON, J., and L. P. WHITE: Phys. Rev. **107**, 1728 (1957). — [15] HILMER, J. C.: Phys. Rev. **107**, 902 (1957). — [16] ALSOP, L., J. A. GORDMAINE, C. H. TOWNES and T. C. WANG: Phys. Rev. **107**, 1450 (1957).

Festkörper-Maser

- [17] BLOEMBERGEN, N.: Phys. Rev. **104**, 324 (1956). [18] COMBRISON, J., A. HONIG et C. H. TOWNES: C. R. Acad. Sci., Paris **242**, 2451 (1956). — [19] FEHER, G., and H. E. SCOVILL: Phys. Rev. **105**, 760 (1957). — [20] SCOVILL, H. E., G. FEHER and H. SEIDEL: Phys. Rev. **105**, 762 (1957). [21] McWHORTER, A. L., and J. W. MEYER: Phys. Rev. **104**, 312 (1958). — [22] McWHORTER, A. L., J. W. MEYER and P. D. STURM: Phys. Rev. **108**, 1642 (1957). — [23] STRANDBERG, M. W. P., C. F. DAVIS, B. W. FAUGHAM, R. L. KY and G. J. WOLGA: Phys. Rev. **109**, 1988 (1958). — [24] ALLER, S. H., and N. McAVOY: Phys. Rev. **109**, 280 (1958). [25] CHESTER, P. F., P. E. WAGNER and J. G. CASTLE: Phys. Rev. **109**, 281 (1958). — [26] ARTMANN, J. O., N. BLOEMBERGEN and S. SHAPIRO: Phys. Rev. **109**, 1392 (1958). [27] MAKHOV, G., C. KIKUCHI, J. LAMBE and R. W. TERBURG: Phys. Rev. **109**, 1399 (1958).

Kernquadrupol-Maser

- [28] BRAUNSTEIN, R.: Phys. Rev. **107**, 1195 (1957).

Protonen-Maser

- [29] BENOIT, H., P. GRIVET, L. GUIBE et M. SAUZAN: Colloque du C. N. R. S. Nr. 86, Paris: Juillet 1958.

Optisches Pumpen

- [30] KASTLER, A.: J. Phys. Radium **11**, 255 (1950). [31] BROSSEL, J., A. KASTLER et J. WINTER: J. Phys. Radium **13**, 668 (1952). — [32] KASTLER, A.: J. Opt. Soc. Am. **47**, 460 (1957).

Ferromagnetische Verstärker

- [33] SUHL, H.: Phys. Rev. **106**, 384 (1957). — J. Appl. Phys. **28**, 1225 (1957). — Proc. Inst. Radio Engrs. **44**, 1 (1956). — J. Phys. Chem. Sol. **1**, 209 (1957). — [34] WEINSTEIN, M. T.: Phys. Rev. **107**, 317 (1957).

Maser-Rauschen

- [35] WEBER, J.: Phys. Rev. **108**, 557 (1957). — [36] MÜLLER, M. W.: Phys. Rev. **106**, 8 (1957). — [37] STRANDBERG, M. W. P.: Phys. Rev. **106**, 617 (1957). — [38] STRANDBERG, M. W. P.: Phys. Rev. **107**, 1483 (1957).

Doppel-Resonanzen

- [39] HAUSER, K. H.: Naturwissenschaften **1958**.

Dr. HANS CHRISTOPH WOLF

II. Physikalisches Institut der TH Stuttgart
Azenbergstr. 12

Buchbesprechungen

Kilinski, E. v.: Lehrbuch der Luftelektrizität. Leipzig: Akademische Verlagsgesellschaft 1958. 141 S. u. 68 Abb. Geb. DM 17.—.

Dieses Buch behandelt in vier Abschnitten die Leitfähigkeit der Atmosphäre, das luftelektrische Feld, die in der Atmosphäre fließenden Ströme und Wolken- und Gewitterelektrizität. In den einzelnen Kapiteln werden die verschiedenen Meßmethoden aufgeführt, von den ausführlich beschriebenen älteren bis zu den oft nur knapp erwähnten modernen, von den Zerstreuungsmessungen über die Aspirationsmethoden bis zur Feldmühle. Die in vielen Tabellen und

Kurven zusammengestellten Beobachtungsergebnisse werden gedeutet und, besonders im letzten Abschnitt, mit den diesem Gebiet zahlreichen Hypothesen verglichen. So wird der Kreislauf der elektrischen Ladungen in der Atmosphäre beschrieben, und die Hypothesen zur Entstehung der Wolk-ladungen und damit der Gewitter werden aufgezählt. Da die Buch nach Vorlesungen für Studenten der Meteorologie und Geophysik entstanden ist, wird es durch seine elementare Darstellung geeignet sein, weniger den Physikern als gerade den Vertretern eines anderen Wissensgebietes, der aus irgendeinem Grunde mit der Luftelektrizität in Berührung kommt, in dieses Gebiet einzuführen. D. BÖSNECKE